



## Chaos and Correlation

International Journal, December 18, 2014

### ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ И ЭНЕРГИЯ ЗВЕЗД

### GEOMETRIC TURBULENCE AND STELLAR ENERGY

Трунев Александр Петрович  
к.ф.-м.н., Ph.D.

*Директор, A&E Trounev IT Consulting, Торонто, Канада*

Alexander Trunev

*Director, A&E Trounev IT Consulting, Toronto, Canada*

В работе рассмотрена теория гравитации Эйнштейна в связи с теорией Янга-Миллса. Показано, что в теории Эйнштейна существует метрика, совместная с теорией Янга-Миллса, в которой уравнения поля приводятся к уравнению Лиувилля, описывающему эволюцию звезд. Обсуждается механизм генерации энергии звезд из темной энергии в процессах геометрической турбулентности.

In this article we consider Einstein's theory of gravity in relation to the Yang-Mills theory. It is shown that in Einstein's theory there exists a metric together with the Yang-Mills theory, in which the field equations are reduced to the Liouville equation describing the evolution of stars. The mechanism of generation of stellar energy of dark energy in the processes of geometric turbulence is discussed

Ключевые слова: АДРОНЫ, КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ, ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ ЭЙНШТЕЙНА, ТЕОРИЯ ЯНГА-МИЛЛСА, ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ, ТЕМНАЯ ЭНЕРГИЯ, УРАВНЕНИЕ ЛИУВИЛЛЯ.

Keywords: GENERAL RELATIVITY, BLACK ENERGY, BLACK MATTER, HADRON, LIOUVILLE EQUATION, YANG-MILLS THEORY

## Введение

В одной из первых моделей эволюции звезд [1] предполагалось, что вещество разогревается за счет гравитационного сжатия до высокой температуры, после чего начинается горение. Согласно современным представлениям существует несколько реакций ядерного синтеза, поддерживающих горение вещества внутри звезды в зависимости от ее массы и состава [2-7]. Считается, что ядерные реакции протекают при достижении определенной температуры в центре звезды.

Эддингтон [2] первым предложил механизм горения водорода в звездах в процессе термоядерной реакции синтеза с выходом гелия. Бете [3] определил два процесса – p-p цикл и CNO цикл, которые преобладают в звездах с массой от половины до десяти масс Солнца и температурой ядра от  $T \approx 4 \cdot 10^6 \text{ K}$  до  $T \approx 15 \cdot 10^6 \text{ K}$ .

В красных гигантах при температуре  $T \approx 10^8 K$  происходит вспышка гелия с образованием углерода. В очень массивных звездах при температуре около 600 миллионов градусов начинается горение углерода, при  $T \approx 1.2 \cdot 10^9 K$  горит неон, при  $T \approx 1.5 \cdot 10^9 K$  горит кислород, при  $T \approx 2.7 \cdot 10^9 \div 3.5 \cdot 10^9 K$  горит кремний и т.д.

Моделирование ядерных реакций является одной из проблем квантовой хромодинамики [8]. Большое значение в решении таких задач играет выбор метрики, совместной с уравнениями Янга-Миллса [9-14]. В работе [11] сформулирована модель метрики адронов, удовлетворяющая основным требованиям физики элементарных частиц и космологии. В работах [12-14] рассмотрена динамика кварков в метрике [11]. Получены результаты по магнитным моментам барионов и по энергии связи нуклонов в атомных ядрах.

Согласно современным представлениям о структуре кварков и лептонов, эти частицы можно рассматривать как сложные системы, состоящие из преонов, обладающих собственной динамикой в заданной метрике [15-22]. В работах [20-22] метрика адронов [11] была использована для моделирования структуры кварков, лептонов, и ядерных оболочек.

Было установлено [23], что метрика адронов может быть получена непосредственно из уравнений Эйнштейна при определенных предположениях относительно уравнения состояния материи. Это открывает новые возможности в моделировании эволюции звезд. Действительно, в настоящее время теория эволюции звезд существенно опирается на представления о ядерных реакциях, протекающих в их недрах [2-7]. Но ядерные реакции, в свою очередь, обусловлены динамикой кварков в метрике адронов [8, 12-14]. Уменьшая масштаб, приходим к модели кварков и лептонов [15-22] и к квантовой теории гравитации [17, 23].

В работе [24] показано, что в теории Эйнштейна существует метрика, которая описывается уравнением Лиувилля, широко используемым как в

теории квантовой гравитации [25-26], так и в теории горения [1, 4]. Следовательно, можно предположить, что горение вещества в звездах обусловлено изменением метрики пространства-времени. В настоящей работе обсуждается модель преобразования гравитационной энергии в другие виды энергии через посредство изменения метрики.

### Основные уравнения модели метрики адронов

Рассмотрим центрально-симметричную метрику вида [9-14]

$$\Psi = \eta_{ij} \omega^i \omega^j = -dt^2 + e^{2\lambda} dr^2 + d\theta^2 + \sigma^2(\theta) d\varphi^2$$

$$\frac{d^2\sigma}{d\theta^2} = -\kappa\sigma \quad (1)$$

$$\omega^1 = dt, \omega^2 = e^\lambda dr, \omega^3 = d\theta, \omega^4 = \sigma d\varphi$$

Здесь  $\eta_{ij} = \eta^{ij}$  - метрический тензор пространства Минковского сигнатуры  $(- + + +)$ ,  $\kappa = const$  - гауссова кривизна квадратичной формы  $d\theta^2 + \sigma^2(\theta) d\varphi^2$ , Функция  $\lambda = \lambda(r, t)$  определяется путем решения уравнений Янга-Миллса [9-10]. Всюду, где это не оговорено, используется система единиц, в которой  $c = \hbar = 1$ .

Среди всех решений уравнений Янга-Миллса, в случае метрики (1), есть такое, которое выражается через эллиптическую функцию Вейерштрасса [9-10]. В этом случае уравнения модели приводятся к виду:

$$A_{\tau\tau} = \frac{1}{2}(A^2 - k^2), e^\lambda = A_\tau, \quad \tau = t \pm r + \tau_0$$

$$A = \sqrt[3]{12} \wp(\tau / \sqrt[3]{12}; g_2, g_3),$$

$$b_{11} = -b_{22} = \frac{1}{3}A - \frac{\kappa}{6}, b_{33} = b_{44} = \frac{1}{6}A - \frac{\kappa}{3}, \quad (2)$$

$$b_{12} = b_{21} = const, \quad b_{34} = b_{43} = const,$$

$$b_{13} = b_{14} = b_{23} = b_{24} = 0,$$

$$k^2 = \kappa^2 + 12b_{12}^2 + 12b_{34}^2$$

$$R = -2A - 2\kappa$$

Здесь обозначено:  $g_2, g_3$  - инварианты функции Вейерштрасса, причем  $g_2 = k^2 \sqrt[3]{12}$ ;  $\tau_0$  - свободный параметр, связанный с выбором начал координат;  $b_{ij} + b_{ji} - 2(\eta^{ij} b_{ij}) \eta_{ij} = T_{ij}$  - тензор энергии-импульса материи. Отметим, что в этих обозначениях уравнения Эйнштейна имеют вид

$$b_{ij} + b_{ji} + b \eta_{ij} = R_{ij} \quad (3)$$

$b = \eta^{ij} b_{ij}$ ;  $R_{ij}$  - тензор Риччи.

Отличие модели (1)-(2) от аналогичной модели [9] заключается только в определении параметра  $k$ , который, согласно последнему уравнению (2), зависит от компонентов тензора  $b_{12}, b_{34}$ , описывающих в данной модели электромагнитное поле [10]. Следовательно, сохраняются все результаты, полученные в работах [11-14].

В прикладных задачах модели преонов [15-22] представляют интерес, главным образом, в связи с симметрией ядерных и электронных оболочек [21-22]. Для решения этих задач вполне достаточно будет использовать метрику типа (1)-(2), тогда как, например, для моделирования переходов между электронными и ядерными оболочками (бета-распад) необходимо принимать в расчет вклад слабых взаимодействий.

Следуя [18-19] рассмотрим модель слабых взаимодействий и соответствующую метрику адронов и лептонов, построенную по аналогии с [9-10]. Такой подход позволяет упростить задачу моделирования бета-распада, предполагая наличие тока преонов между ядерными и электронными оболочками [22].

Согласно объединенной теории слабых и электромагнитных взаимодействий [18-19, 27-31], симметрия этих взаимодействий нарушается динамически при взаимодействии со скалярным полем Хиггса. В результате нарушения симметрии векторные мезоны в случае электромагнитного взаимодействия сохраняют нулевую массу (фотоны), а в случае слабого

взаимодействия векторные бозоны  $W^\pm, Z^0$  приобретают значительную по величине массу - 80.403; 91.1976  $GeV$  соответственно.

Можно предположить, что существует такая метрика, в которой слабые и электромагнитные взаимодействия еще не разделены, следовательно, наблюдается симметрия этих взаимодействий, а масса всех векторных мезонов равна нулю. В этом случае вклад слабых взаимодействий в формирование метрики адронов можно учитывать аналогично вкладу электромагнитного поля даже в масштабе преонов.

### Метрика пузыря

В метрике (2) можно определить дефект решетки типа пузыря. В области пузыря считаем, что  $A^2 = k^2$ , а во внешней области решение зададим в виде (2), имеем

$$\begin{aligned} A^2 &= k^2, |\tau| < \tau_0 \\ A &= \sqrt[3]{12} \wp(\tau / \sqrt[3]{12}, g_2, g_3), e^\lambda = A_\tau, |\tau| > \tau_0 \end{aligned} \quad (4)$$

На границах пузыря непрерывна функция  $A$  и ее первая производная,

$$k = \sqrt[3]{12} \wp(\tau_0 / \sqrt[3]{12}, g_2, g_3), A_\tau = 0, |\tau| = \tau_0 \quad (5)$$

Положим  $g_2 = \sqrt[3]{12}, g_3 = 1$ , тогда полупериоды функции Вейерштрасса определяются в виде  $\omega_1 = 1.33003, \omega_2 = 0.66501 + 1.61260i$ . Отсюда находим первый ноль и соответствующее значение параметра метрики  $\tau_0 = 3.0449983, k = 2.1038034$ .

Отметим, что метрика во внутренней области пузыря является трехмерной, поскольку не содержит радиальной координаты. Действительно, используя уравнения (1) и (4), находим

$$\Psi = -dt^2 + d\theta^2 + \cos^2(\sqrt{k}\theta + \theta_0) d\varphi^2 \quad (6)$$

Аналогично строится решение для других корней второго уравнения (5). Все эти решения отличаются только размером пузыря, тогда как значение параметра  $k$  не меняется.

Всякий пузырь можно вывернуть наизнанку, просто изменив на противоположные неравенства (4). В этом случае можно доопределить метрику во внешней области пузыря, используя решение первого уравнения (2), так, чтобы метрика внешнего пространства совпала с метрикой нашей Вселенной [11]. Наконец, третий тип частиц можно составить как комбинацию двух первых, в результате возникает пузырь, ограниченный оболочкой конечной толщины.

Преобразуем метрику (6) к стандартному виду. Для этого умножим обе части выражения (6) на постоянное число  $-k$  и введем новые переменные, отличающиеся от старых переменных на постоянный множитель  $\sqrt{k}$ , в результате находим

$$\Psi \rightarrow \Psi_1 = dt^2 - d\theta^2 - \sin^2 \theta d\varphi^2 \quad (7)$$

Метрика (7) использовалась для моделирования структуры барионов [12-13], в том числе протона и нейтрона. Наконец, заметим, что результаты работ [20-22] и других, касающихся динамики преонов в метрике типа (1)-(2), носят гипотетический характер, так как сам факт существования преонов еще не установлен. Ниже приведены основные результаты по динамике частиц, полученные в наших работах [12-14, 20-22].

### Динамика частиц

Кварки и преоны представляют собой частицы-фермионы, обладающие спином  $\frac{1}{2}$  и дробным электрическим зарядом – смотрите таблицы 1-2. Для описания динамики частиц во внутренней области пузыря с метрикой вида (7) рассмотрим систему уравнений Дирака во внешнем поле Янга-Миллса [11-14, 20-22, 32]. Отметим, что согласно (2) в метрике (7) тензор энергии импульса является постоянным. Следовательно, будем предполагать, что

поле Янга-Миллса во внутренней области пузыря сводится к некоторой совокупности констант. Это предположение согласуется с основным решением уравнений Янга-Миллса в случае центрально-симметричной метрики [9-10] – см. последнее уравнение (2).

Таблица 1. Свойства преонов и составных частиц.

Частица	Символ	Спин	Заряд	Состав	Состояние
Преон	$\alpha$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$		
Преон	$\beta$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{2}{3}$		
Преон	$\delta$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$		
Антидипреон		0	$\frac{1}{3}$	$\bar{\beta}\bar{\delta}$	$\uparrow\downarrow$
Антидипреон		0	$-\frac{2}{3}$	$\bar{\alpha}\bar{\delta}$	$\uparrow\downarrow$
Антидипреон		0	$\frac{1}{3}$	$\bar{\alpha}\bar{\beta}$	$\uparrow\downarrow$
Кварк	u	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\alpha\bar{\beta}\bar{\delta}$	$\uparrow\downarrow\uparrow$
Кварк	d	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\beta\bar{\beta}\bar{\delta}$	$\uparrow\downarrow\uparrow$
Кварк	s	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\alpha\bar{\alpha}\bar{\delta}$	$\uparrow\downarrow\uparrow$
Электрон	$e^-$	$\frac{1}{2}$	-1	$\beta\beta\delta$	$\uparrow\uparrow\downarrow$
Нейтрино	$\nu_e$	$\frac{1}{2}$	0	$\alpha\beta\delta$	$\uparrow\uparrow\downarrow$

Кроме того, будем учитывать электромагнитное поле, которое генерируют заряды. Используя результаты работы [33], преобразуем уравнение Дирака к криволинейным координатам (7). Имеем систему уравнений

$$i\gamma^\mu (\nabla_\mu + iq_{ab}A_\mu^b)\psi_a = m_{ab}\psi_a \quad (8)$$

Здесь обозначено  $\gamma^\mu, q_{ab}, A_\mu^b, \psi_a, m_{ab}$  - матрицы Дирака, параметры взаимодействия, векторный потенциал, волновая функция и эффективная масса поля частицы  $a$  входящей в состав частицы  $b$  соответственно.

Таблица 2. Свойства кварков

Symbol	Spin	Charge	Mass	BaryonNumber	Bottomness	Charm	Hypercharge	Isospin	Strangeness	Topness
u	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	2.2	$\frac{1}{3}$	0	0	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0
$\bar{u}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{2}{3}$	2.2	$-\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0
d	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	5.0	$\frac{1}{3}$	0	0	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0
$\bar{d}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	5.0	$-\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0
s	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	95.	$\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{2}{3}$	0	-1	0
$\bar{s}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	95.	$-\frac{1}{3}$	0	0	$\frac{2}{3}$	0	1	0
c	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	1250.	$\frac{1}{3}$	0	1	$\frac{4}{3}$	0	0	0
$\bar{c}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{2}{3}$	1250.	$-\frac{1}{3}$	0	-1	$-\frac{4}{3}$	0	0	0
b	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	4200.	$\frac{1}{3}$	-1	0	$\frac{1}{3}$	0	0	0
$\bar{b}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	4200.	$-\frac{1}{3}$	1	0	$-\frac{1}{3}$	0	0	0
t	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	174 200.	$\frac{1}{3}$	0	0	$\frac{1}{3}$	0	0	1
$\bar{t}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{2}{3}$	174 200.	$-\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{1}{3}$	0	0	-1

Матрицы Дирака в метрике (7) имеют вид

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^\varphi = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -ie^{-i\varphi} \\ 0 & 0 & ie^{i\varphi} & 0 \\ 0 & ie^{-i\varphi} & 0 & 0 \\ -ie^{i\varphi} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\gamma^\theta = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\sin\theta & e^{-i\varphi} \cos\theta \\ 0 & 0 & e^{i\varphi} \cos\theta & \sin\theta \\ \sin\theta & -e^{-i\varphi} \cos\theta & 0 & 0 \\ -e^{i\varphi} \cos\theta & -\sin\theta & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

В этих обозначениях оператор Дирака в метрике (7) можно представить в форме

$$\gamma^\mu \nabla_\mu = \gamma^0 \partial_t + \gamma^\theta \partial_\theta + \frac{\gamma^\varphi}{\sin\theta} \partial_\varphi$$



Для описания электромагнитного взаимодействия используем уравнения квантовой электродинамики в форме

$$\alpha q_{ab} \bar{\psi}_a \gamma^\mu \psi_a = (\partial_t^2 - \nabla^2) A_e^\mu \quad (9)$$

Здесь  $\alpha = e^2 / \hbar c$  - постоянная тонкой структуры,  $\bar{\psi}_a = \psi_a^\dagger \gamma^0$ ,  $\psi_a^\dagger$  - сопряженный (по Эрмиту) вектор. Таким образом, предполагаем, что токи и заряды частиц суммируются, создавая коллективное поле, с которым частицы взаимодействуют в соответствии с уравнениями (8).

Система уравнений (8)-(9) использовалась для моделирования динамики кварков в случае барионов [10-11].

Для понижения порядка системы представим решение уравнений (8)-(9) в форме

$$\psi_a = e^{-i\omega t + iL\varphi} \begin{pmatrix} f_1(\theta) \\ f_2(\theta)e^{i\varphi} \\ if_3(\theta) \\ if_4(\theta)e^{i\varphi} \end{pmatrix}_a \quad (10)$$

Здесь  $L, \omega$  - проекция углового момента на выделенную ось и энергия системы соответственно. Система уравнений Дирака для случая представления решения в форме (10), приводится к виду,

$$\begin{aligned} f_1' &= (L + q_{ab} A_b \sin \theta)(f_1 \cot \theta + f_2) + f_2 + \\ & (m_{ab} + \omega - q_{ab} \Phi_b)(f_3 \sin \theta - f_4 \cos \theta) \\ f_2' &= (L + q_{ab} A_b \sin \theta)(f_1 - f_2 \cot \theta) - f_2 \cot \theta - \\ & (m_{ab} + \omega - q_{ab} \Phi_b)(f_3 \cos \theta + f_4 \sin \theta) \\ f_3' &= (m_{ab} - \omega + q_{ab} \Phi_b)(f_1 \sin \theta - f_2 \cos \theta) + \\ & (L + q_{ab} A_b \sin \theta)(f_3 \cot \theta + f_4) + f_4 \\ f_4' &= -(m_{ab} - \omega + q_{ab} \Phi_b)(f_1 \cos \theta + f_2 \sin \theta) + \\ & (L + q_{ab} A_b \sin \theta)(f_3 - f_4 \cot \theta) - f_4 \cot \theta \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь предполагается, что  $A_b = A_e + A_{YM}$ ,  $\Phi_b = \Phi_e + \Phi_{YM}$ . Отметим, что в работах [12-14] использованы три константы, а само поле описывается скалярным и векторным потенциалом  $B_\mu^b = (\phi^b, A_\mu^b)$ .

Масса и заряд являются индивидуальными для каждой частицы, а момент и энергия всей системы выбираются из условия образования стоячих волн вдоль меридиональной координаты. Вычисляя ток в левой части уравнения (9) и оператор набла в правой части, находим уравнения, описывающие электродинамическую часть потенциала

$$\alpha q_{ab} \bar{\psi}_a \gamma^0 \psi_a = \alpha q_{ab} \left( \sum_{i=1}^4 f_i^2 \right)_a = -\Phi_e'' - \Phi_e' \cot \theta, \quad (12)$$

$$\alpha q_{ab} \bar{\psi}_a \gamma^\varphi \psi_a = 2\alpha q_{ab} (f_1 f_4 - f_2 f_3)_a = -A_e'' - A_e' \cot \theta + \frac{A_e}{\sin^2 \theta},$$

$$\bar{\psi}_a \gamma^\theta \psi_a = 0.$$

Здесь по индексу  $a$  осуществляется суммирование по всем частицам, входящим в систему.

Как известно, электромагнитные свойства элементарных частиц характеризуются электрическим зарядом и магнитным моментом. Поэтому параметры поля Янга-Миллса, фигурирующие в уравнениях (11), должны быть связаны с величиной заряда и магнитного момента системы кварков или преонов, которые для данной системы определяются следующим образом

$$Q_b = \int dV q_{ab} \bar{\psi}_a \gamma^0 \psi_a = 4\pi \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta q_{ab} \left( \sum_{i=1}^4 f_i^2 \right)_a \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \mu_b &= \frac{1}{2} \int dV [\mathbf{r} \times \mathbf{j}]_z = 2\pi\mu_q \int_0^{\pi/2} d\theta \sin^2 \theta q_{ab} \bar{\psi}_a \gamma^\varphi \psi_a = \\ &= 4\pi\mu_q \int_0^{\pi/2} d\theta \sin^2 \theta \sum_a q_{ab} (f_1 f_4 - f_2 f_3)_a \end{aligned}$$

В качестве единицы измерения массы возьмем 1 МэВ, тогда параметры поля Янга-Миллса, векторный потенциал и энергия системы будут

выражаться в единицах МэВ. Единицей магнитного момента в этом случае является  $\mu_q = e\hbar / MeV = 2m_e\mu_B = 1.0219978\mu_B$ , где  $\mu_B$  - магнетон Бора. Сомножителем здесь выступает удвоенная масса электрона, выраженная в принятых единицах массы.

### Модель нуклонов

Влияние векторного потенциала на параметры барионов исследовалось в работе [12]. Было установлено, что масштаб изменения параметров векторного поля Янга-Миллса не превышает 1 МэВ. Следовательно, можно исключить это поле из рассмотрения, заменив его скалярным потенциалом, влияющим на эффективную массу кварков [28]. Решение системы уравнений (11)-(12) с нулевым векторным потенциалом Янга-Миллса можно получить в виде ряда по степеням параметра  $\alpha$ . Для системы кварков основное состояние с нулевым моментом представляется в стандартном виде (10) с постоянными функциями  $f_i$ :

$$L = 0, f_1 = f_{ab}, f_2 = 0, f_3 = f_4 = g_{ab} \quad (14)$$

В случае (14) система уравнений (11) с нулевым векторным потенциалом приводится к виду:

$$2g_{ab} + (m_{ab} - \omega_{ab})f_{ab} = 0, \omega_{ab} = -m_{ab} \quad (15)$$

Вычисляя компоненты 4-вектора тока, и используя первое условие нормировки (13), находим

$$\begin{aligned} j^0 &= f_{ab}^2 + g_{ab}^2 = (1 + m_{ab}^2)f_{ab}^2, \\ j^p &= 2f_{ab}g_{ab} \sin \theta = -2m_{ab}f_{ab}^2 \sin \theta, \\ 4\pi j^0 &= 1, f_{ab}^2 = \frac{1}{4\pi(1 + m_{ab}^2)} \end{aligned} \quad (16)$$

Используем полученные результаты для вычисления магнитных моментов нейтрона и протона. Общие свойства исследуемых нуклонов и [http://chaosandcorrelation.org/Chaos/CR\\_1\\_12\\_2014.pdf](http://chaosandcorrelation.org/Chaos/CR_1_12_2014.pdf)

кварков представлены в таблицах 2-3. Если предположить, что в составе протона кварки типа  $u$  имеют противоположно направленные спины, а в составе нейтрона кварки  $d$  имеют противоположно направленные спины, тогда магнитный момент протона зависит от эффективной массы  $d$  кварка, а магнитный момент нейтрона зависит от эффективной массы  $u$  кварка. В этих предположениях находим

$$\mu_b / \mu_q = -\frac{2m_{ab}q_{ab}}{3(1+m_{ab}^2)}, b = n, p; a = u, d. \quad (17)$$

В случае протона имеем  $\mu_p / \mu_q = 1.5544916 \times 10^{-3}$ , соответственно уравнение (17) имеет два корня

$$m_{dp} = 0.00699556MeV; 142.948MeV. \quad (18)$$

Для нейтрона  $\mu_n / \mu_q = -1.06479466 \times 10^{-3}$ , а эффективная масса  $u$  кварка имеет два значения:

$$m_{un} = 0.0023958MeV; 417.397MeV. \quad (19)$$

Следовательно, в каждом случае имеем два корня уравнения (17). Один из них соответствует очень малой энергии кварков порядка нескольких кэВ.

Таблица 3. Свойства нуклонов

Symbol	Spin	Charge	Mass	BaryonNumber	GFactor	Hypercharge	Isospin	QuarkContent
p	$\frac{1}{2}$	1	938.27203	1	5.585694713	1	$\frac{1}{2}$	{{DownQuark, UpQuark, UpQuark}}
$\bar{p}$	$\frac{1}{2}$	-1	938.27203	-1	5.585694713	-1	$\frac{1}{2}$	{{DownQuarkBar, UpQuarkBar, UpQuarkBar}}
n	$\frac{1}{2}$	0	939.56536	1	-3.82608545	1	$\frac{1}{2}$	{{DownQuark, DownQuark, UpQuark}}
$\bar{n}$	$\frac{1}{2}$	0	939.56536	-1	-3.82608545	-1	$\frac{1}{2}$	{{DownQuarkBar, DownQuarkBar, UpQuarkBar}}

### Модель кварков и лептонов

Используем полученные результаты для вычисления магнитных моментов электрона и кварков. Общие свойства исследуемых частиц представлены в таблицах 1-2. С учетом (14)-(16), находим из второго уравнения (13) выражение магнитного момента

$$\mu_b / \mu_{preon} = - \sum_a \frac{2m_{ab} q_{ab}}{3(1 + m_{ab}^2)} S_{ab}. \quad (20)$$

Здесь  $S_{ab}$  - собственное значение оператора спина равное  $\pm 1$  в зависимости от состояния системы – последняя колонка в таблице 1 (величина проекции спина равная  $\frac{1}{2}$  учитывается в выражении тока). Как известно, магнитные моменты кварков могли бы давать вклад в магнитные моменты барионов [32]. Однако при тех значениях массы легких кварков, которые приведены в базах данных элементарных частиц [34], этот вклад может на три порядка превышать наблюдаемые магнитные моменты протона и нейтрона. Чтобы исключить такую возможность, положим, что магнитные моменты кварков точно равны нулю. В этих предположениях находим следующие уравнения, связывающие магнитные моменты и массы частиц:

$$\begin{aligned} \frac{\mu_u}{\mu_{preon}} &= - \frac{2m_\alpha}{9(1 + m_\alpha^2)} + \frac{4m_\beta}{9(1 + m_\beta^2)} + \frac{2m_\delta}{9(1 + m_\delta^2)} = 0; \\ \frac{\mu_d}{\mu_{preon}} &= \frac{8m_\beta}{9(1 + m_\beta^2)} - \frac{2m_\delta}{9(1 + m_\delta^2)} = 0; \\ m_u &= m_\alpha + m_\beta + m_\delta; \quad m_d = 2m_\beta + m_\delta \end{aligned} \quad (21)$$

Система уравнений (21) содержит 4 уравнения и 5 неизвестных, поэтому, задавая массу любого преона или кварка как параметр, можно определить массу четырех остальных частиц. Отметим, что отношение масс двух типов кварков  $m_u / m_d$  принимает в модели (21) семь значений в диапазоне  $20 < m_u < 1000$ .

Модель (21) позволяет определить численные значения отношения масс кварков. В частности, для  $m_u = 100$  находим 7 значений

$$m_d / m_u = 0.0001; 0.6; 1; 1.588; 1.714; 1.8; 2 \quad (22)$$

Известно, что диапазон разброса массы легких кварков довольно велик [34], а наиболее распространенным приближением в моделях LQCD является равенство масс легких кварков  $u$  и  $d$ . Поэтому результаты (22), с одной

стороны, согласуются с представлениями о свойствах легких кварков [34], а с другой стороны, множество значений свидетельствует, что существует спектр масс кварков. Однако, если в модель (22) добавить уравнения, описывающие странный кварк, то полученная в результате система уравнений не имеет решений. Это означает, что преоны входят в состав странного кварка с иной массой, чем в состав легких кварков  $u$  и  $d$ . Этот состав можно определить из системы уравнений

$$\frac{\mu_s}{\mu_{preon}} = \frac{4m_\alpha}{9(1+m_\alpha^2)} - \frac{2m_\delta}{9(1+m_\delta^2)} = 0;$$

$$m_s = 2m_\alpha + m_\delta$$

Аналогичные решения можно построить для верхнего кварка и очарованного кварка.

Рассмотрим структуру лептонов. Известно, что нейтрино обладает нулевой массой и нулевым магнитным моментом, тогда как масса и магнитный момент электрона отличны от нуля, следовательно

$$\frac{\mu_e}{\mu_{preon}} = -\frac{m_{preon}}{m_e} = \frac{8m_\beta}{9(1+m_\beta^2)} + \frac{2m_\delta}{9(1+m_\delta^2)};$$

$$\frac{\mu_\nu}{\mu_{preon}} = -\frac{2m_\alpha}{9(1+m_\alpha^2)} + \frac{4m_\beta}{9(1+m_\beta^2)} + \frac{2m_\delta}{9(1+m_\delta^2)} = 0; \quad (23)$$

$$m_e = 2m_\beta + m_\delta; \quad m_\nu = m_\alpha + m_\beta + m_\delta = 0$$

Отметим, что система (23), как и аналогичная система (21), содержит 4 уравнения и 5 неизвестных. В этом случае можно в качестве независимого параметра выбрать массу электрона. В результате находим зависимости энергии преонов и магнитного момента электрона от массы электрона. Эти зависимости являются однозначными только в области параметров  $0.16 < m_e < 0.94$ , т. е. в окрестности наблюдаемой массы электрона, выраженной в МэВ.

Наконец, заметим, что согласно экспериментальным данным [34], кварки являются точечными частицами вплоть до масштаба порядка 4 ТэВ. Тем не менее, очевидно, что у кварков и электронов должна быть внутренняя

структура, так как только в этом случае достигается симметрия электронных и ядерных оболочек [22]. Наличие такого рода симметрии означает, что возможны переходы между электронными и ядерными оболочками, чем и объясняется бета-распад.

### Центрально-симметрическое поле звезды и движение материи

Будем рассматривать эволюцию звезд в рамках модифицированной теории Эйнштейна [23-24]. Уравнения гравитационного поля Эйнштейна имеют вид:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = g_{\mu\nu} \Lambda + \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (24)$$

$R_{\mu\nu}, g_{\mu\nu}, T_{\mu\nu}$  - тензор Риччи, метрический тензор и тензор энергии-импульса;  $\Lambda, G, c$  - космологическая постоянная Эйнштейна, гравитационная постоянная и скорость света соответственно.

В общем случае имеют место соотношения

$$\begin{aligned} R_{ik} &= R_{jk}^j, \quad R = g^{ik} R_{ik}, \\ R_{\beta\gamma\delta}^{\alpha} &= \frac{\partial \Gamma_{\beta\delta}^{\alpha}}{\partial x^{\gamma}} - \frac{\partial \Gamma_{\beta\gamma}^{\alpha}}{\partial x^{\delta}} + \Gamma_{\beta\delta}^{\mu} \Gamma_{\mu\gamma}^{\alpha} - \Gamma_{\beta\gamma}^{\mu} \Gamma_{\mu\delta}^{\alpha}, \\ \Gamma_{jk}^i &= \frac{1}{2} g^{is} \left( \frac{\partial g_{sj}}{\partial x^k} + \frac{\partial g_{sk}}{\partial x^j} - \frac{\partial g_{jk}}{\partial x^s} \right) \end{aligned} \quad (25)$$

$R_{\beta\gamma\delta}^{\alpha}$  - тензор Римана,  $\Gamma_{kl}^i$  - символы Кристоффеля второго рода.

Тензор энергии-импульса материи в уравнении (24), вообще говоря, зависит от гравитационного поля. Чтобы сохранить основную идею определения метрики в теории гравитации Эйнштейна, мы предположим, что уравнение Эйнштейна (1) распадается на два независимых уравнения [23-24]:

$$\begin{aligned} R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R &= k g_{\mu\nu} \\ \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} &= g_{\mu\nu} (k - \Lambda) \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь  $k$  – некоторая функция, зависящая от размерности пространства. Отметим, что первым уравнением определяется метрика пространства-времени, а вторым уравнением задается распределение материи, которое соответствует этой метрике. Эта гипотеза соответствует идее о происхождении материи из гравитационного поля [35], но без специального предположения о наличии сингулярности метрики.

В работе [24] представлена модель квантовой гравитации в многомерных пространствах размерностью  $D$  с метрикой

$$ds^2 = \psi(t, r)dt^2 - p(\psi)dr^2 - d\phi_1^2 - \sin^2 \phi_1 d\phi_2^2 - \sin^2 \phi_1 \sin^2 \phi_2 d\phi_3^2 - \dots - \sin^2 \phi_1 \sin^2 \phi_2 \dots \sin^2 \phi_{N-1} d\phi_N^2 \quad (27)$$

Здесь  $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N$  – углы на единичной сфере, погруженной в  $D-1$  мерное пространство. Метрика (27) описывает многие важные случаи симметрии, используемые в физике элементарных частиц. Такой подход позволяет охватить все многообразие материи, путем выбора уравнения состояния  $p = p(\psi)$ .

Рассмотрим гравитацию в пространствах с метрикой (27). Уравнение Эйнштейна в форме (26) является универсальным, поэтому обобщается на пространство любого числа измерений. Движение материи будем описывать уравнением Гамильтона-Якоби, которое также обобщается на любое число измерений. Вместе эти два уравнения составляют универсальную модель, описывающую движение материи в  $D$ -мерном пространстве:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = k g_{\mu\nu} \quad (28)$$

$$g^{ik} \frac{\partial S}{\partial x^i} \frac{\partial S}{\partial x^k} = 0 \quad (29)$$

Уравнения поля в метрике (27) сводятся к одному уравнению второго порядка [24]

$$-p' \psi_{tt} + \psi_{rr} = -K p \psi - \frac{pp' - 2p'' p \psi + p'^2 \psi}{2p\psi} \psi_t^2 + \frac{p + p' \psi}{2p\psi} \psi_r^2 \quad (30)$$



В общем случае параметры модели и скалярная кривизна зависят только от размерности пространства, имеем

$$\begin{aligned} k &= D(D-5)/2 + 3, \\ K &= 2(D-3), \\ R &= -D^2 + 3D \end{aligned} \quad (31)$$

Отметим, что уравнение (30) изменяет свой тип в зависимости от знака производной  $p'$ :

- в области  $p' < 0$  уравнение (30) имеет эллиптический тип;
- в области  $p' > 0$  уравнение (30) имеет гиперболический тип;
- в области  $p' = 0$  уравнение (30) имеет параболический тип.

Уравнение Гамильтона-Якоби в метрике (27) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{\psi} \left( \frac{\partial S}{\partial t} \right)^2 - \frac{1}{p} \left( \frac{\partial S}{\partial r} \right)^2 - \left( \frac{\partial S}{\partial \phi_1} \right)^2 - \sin^{-2} \phi_1 \left( \frac{\partial S}{\partial \phi_2} \right)^2 - \\ \sin^{-2} \phi_1 \sin^{-2} \phi_2 \left( \frac{\partial S}{\partial \phi_3} \right)^2 - \dots - \sin^{-2} \phi_1 \sin^{-2} \phi_2 \dots \sin^{-2} \phi_{N-1} \left( \frac{\partial S}{\partial \phi_N} \right)^2 = 0 \end{aligned} \quad (32)$$

Уравнение (32) можно проинтегрировать при некоторых предположениях, используя метод, который предложил Шредингер [36]. Суть метода состоит в том, чтобы представить решение уравнения (32) в виде

$$S = S_{cl} + \hbar \ln \Psi_S \quad (33)$$

Здесь в теорию в явном виде вводится классическое действие -  $S_{cl}$ , постоянная Планка и волновая функция  $\Psi_S$ . Используя классическое действие, мы определяем те параметры задачи, которые могут считаться внешними для квантовой системы. В случае метрики (27) удобно будет выбрать в качестве переменных квантовой механики углы на единичной сфере, а в качестве координат классического действия – время и радиальную координату. Тогда уравнение (32) разделяется на два уравнения

$$\begin{aligned} \frac{1}{\psi} \left( \frac{\partial S_{cl}}{\partial t} \right)^2 - \frac{1}{p} \left( \frac{\partial S_{cl}}{\partial r} \right)^2 = M^2 \\ \left( \frac{\partial \Psi_S}{\partial \phi_1} \right)^2 + \sin^{-2} \phi_1 \left( \frac{\partial \Psi_S}{\partial \phi_2} \right)^2 + \dots + \sin^{-2} \phi_1 \sin^{-2} \phi_2 \dots \sin^{-2} \phi_{N-1} \left( \frac{\partial \Psi_S}{\partial \phi_N} \right)^2 = \frac{M^2}{\hbar^2} \Psi_S^2 \end{aligned} \quad (34)$$

Здесь  $M$  – произвольная постоянная.

Рассмотрим гравитационные волны, которые возникают в метрике (27) в случае линейного уравнения состояния. Положим в уравнении (30)

$$p = \psi / c^2, \psi = e^w.$$

Тогда уравнение (30) приводится к виду уравнения Лиувилля:

$$w_{tt} = c^2 w_{rr} + K e^w \quad (35)$$

Отметим, что уравнение (35) широко используется в теории струн и квантовой гравитации [25-26, 39-40]. Для уравнения (35) можно указать общее решение [37-38]:

$$w(r, t) = \ln \left[ \frac{8c^2 f'(\eta) g'(\zeta)}{K(f(\eta) + g(\zeta))^2} \right], \quad \eta = ct - r, \zeta = r + ct \quad (36)$$

Здесь  $f(\eta), g(\zeta)$  – произвольные функции.

Используя формулу Лиувилля (36), можно указать общее решение уравнений Эйнштейна в форме (26), описывающее гравитационные волны в метрике (27):

$$\psi(r, t) = \frac{8c^2 f_\eta(\eta) g_\zeta(\zeta)}{K(f(\eta) + g(\zeta))^2}, \quad p(\psi) = \psi / c^2, \quad (37)$$

$$K = 2(D - 3), \quad \eta = ct - r, \zeta = r + ct$$

Гравитационные волны типа (37) распространяются в комбинации, включающей опережающие и запаздывающие волны. Следовательно, скалярные гравитационные волны могут служить источником квантового движения частиц, например, в форме волн де Бройля [24].

Действительно, запишем первое уравнение (34) в метрике (27), учитывая (37) имеем

$$\frac{1}{c^2} \left( \frac{\partial S_{cl}}{\partial t} \right)^2 - \left( \frac{\partial S_{cl}}{\partial r} \right)^2 = \frac{8M^2}{K} \frac{f_\eta(\eta) g_\zeta(\zeta)}{(f(\eta) + g(\zeta))^2} \quad (38)$$

Предполагая, что действие зависит от координат  $\eta, \zeta$ , преобразуем обе части уравнения (38) к эквивалентному виду

$$4 \left( \frac{\partial S_{cl}}{\partial \eta} \right) \left( \frac{\partial S_{cl}}{\partial \zeta} \right) = \frac{8M^2}{K} \frac{\partial \ln(f(\eta) + g(\zeta))}{\partial \eta} \frac{\partial \ln(f(\eta) + g(\zeta))}{\partial \zeta} \quad (39)$$

Отсюда следует, что действие можно выразить через произвольные функции  $f(\eta)$ ,  $g(\zeta)$  в виде

$$S_{cl} = M \sqrt{\frac{2}{K}} \ln[f(\eta) + g(\zeta)] \quad (40)$$

Уравнение (40) можно рассматривать и в обратную сторону, предполагая, что неизвестные функции  $f(\eta)$ ,  $g(\zeta)$  связаны с действием пробных частиц

$$f(\eta) + g(\zeta) = \exp(S_{cl} / h), \quad h = M \sqrt{\frac{2}{K}} \quad (41)$$

Все функции, входящие в уравнение (41) являются вещественными.

Далее предположим, что

$$p = -\psi / c^2, \quad \psi = e^w \quad (42)$$

Тогда приходим к уравнению Лиувилля эллиптического типа

$$w_{tt} + c^2 w_{rr} = K e^w \quad (43)$$

В этом случае также можно получить решения уравнения (43) общего вида, которые выражаются через аналитические функции [37-38]. Отметим, что уравнение Лиувилля эллиптического типа широко применяется в теории горения и равновесия звезд [1, 4]. Применение эллиптической модели (43) в квантовой теории гравитации можно найти в работе [26].

В статическом случае уравнение (30) приводится к виду

$$\psi_{rr} = -Kp\psi + \frac{p + p'\psi}{2p\psi} \psi_r^2 \quad (44)$$

Интегрируя уравнение (45), получим

$$p\psi(C - 4\psi) = \psi_r^2 \quad (45)$$

Здесь  $C$  – произвольная постоянная. Для моделирования метрики типа (2) в теории Эйнштейна-Янга-Миллса, зависящей от двух периодов рассмотрим уравнение состояния в форме

$$p(\psi) = \frac{4\psi}{C - 4\psi} \left( \psi - \frac{g_2}{4\psi} - \frac{g_3}{4\psi^2} \right) \quad (46)$$

Общее решение уравнения (45) с уравнением состояния (46) выражается через функцию Вейерштасса

$$\psi(r) = \wp(r - r_0, \{g_2, g_3\}) \quad (47)$$

Если существует движение в плоскости  $(r, t)$  в четырехмерном пространстве-времени, то метрика (27) и уравнение поля (30) принимают вид

$$ds^2 = \psi(t, r) dt^2 + 2b dt dr - p(\psi) dr^2 - d\vartheta^2 - \sin^2 \vartheta d\phi^2 \quad (48)$$

$$-p'\psi_{tt} + \psi_{rr} = -2(b^2 + p\psi) - \frac{pp' - 2(b^2 + p\psi)p'' + p'^2\psi}{2(b^2 + p\psi)} \psi_t^2 + \frac{p + p'\psi}{2(b^2 + p\psi)} \psi_r^2 \quad (49)$$

Здесь  $b$  – параметр движения. В статическом случае уравнение (49) можно проинтегрировать один раз, в результате получим

$$(b^2 + p\psi)(C - 4\psi) = \psi_r^2 \quad (50)$$

Положим в уравнении (50)

$$p(\psi) = -\frac{b^2}{\psi} + \frac{4\psi}{C - 4\psi} \left( \psi - \frac{g_2}{4\psi} - \frac{g_3}{4\psi^2} \right) \quad (51)$$

Тогда вновь приходим к метрике (47), зависящей от функции Вейерштасса. Такого рода зависимость центрально-симметрической метрики от функции Вейерштасса приводит к значительному расслоению вещества по плотности, что и наблюдается в природе. Так, например, атом имеет плотное ядро и электронные оболочки. Наша планета содержит ядро, мантию, литосферу, атмосферу и магнитосферу. В строении Солнца также предполагается наличие плотного ядра, зоны лучистого переноса, конвективной зоны, фотосферы и атмосферы, состоящей из хромосферы, переходной зоны, короны и гелиосферы.

## Эволюция звезд и геометрическая турбулентность

Используем полученные результаты для доказательства того, что горение вещества в звездах обусловлено только изменением метрики пространства-времени. Действительно, представление о механизмах ядерных реакций в центре звезды является, скорее, данью развития ядерных технологий на нашей планете, нежели научно обоснованным фактом. Разделение вещества на изотопы является удобным инструментом анализа в земных лабораториях, но никак не соотносится с действительным состоянием вещества в звездах.

Для подтверждения гипотезы о ядерных реакциях как основном источнике энергии звезд, возможно, потребуется создать специальный прибор для исследования поведения вещества в условиях сильного сжатия и высоких температур. Термоядерные взрывы, осуществленные на нашей планете, дают лишь приближенное представление о том, что может происходить в звездах.

С другой стороны, термоядерный реактор с самоподдерживающейся ядерной реакцией все еще не создан. В существующих проектах термоядерных гигантов типа ITER [41] может быть достигнута высокая температура порядка 150 миллионов градусов, однако плотность плазмы при этом будет значительно ниже, чем плотность вещества в звездах. Как известно, решающим фактором для самоподдерживающейся реакции является объем плазмы [42], который в проекте [41] составляет 840 куб. метров. Отметим, что в звездах объем плазмы составляет неизмеримо большую величину порядка  $10^{18}$  кубических километров в случае Солнца.

Столь большой объем системы дает новое качество, которое не может быть достигнуто в земных лабораториях ни при каких условиях в силу ограничения, связанного с масштабным фактором. Следовательно, в отношении источника энергии звезд уместны будут альтернативные гипотезы, согласованные со всей совокупностью данных.

Мы предполагаем, что квантовая механика имеет своим источником явление геометрической турбулентности, которое заключается в

турбулентном изменении метрики пространства-времени [43-44]. В этом случае получает объяснение механизм ядерных реакций как результат переноса энергии по каскаду от больших масштабов к малым, что ведет к развитию взрывной неустойчивости.

Масштаб развития неустойчивости может быть ограничен в силу специфики метрики адронов. Поэтому неустойчивость приводит к микровзрывам, которые в совокупности могут вызвать детонацию в большом объеме вещества. Эти микровзрывы и являются источником энергии звезды. Основной моделью, описывающей развитие процесса геометрической турбулентности, является уравнение (49) и уравнение состояния, которое описывает метрику типа метрики адронов (2). Положим в уравнении (50)

$$\psi = e^v = A_r, \quad A_{rr} = \frac{1}{2}(A^2 - k^2),$$

$$p(\psi) = -\frac{b^2}{\psi} + \frac{\psi_r^2}{\psi(C - 4\psi)} = -\frac{b^2}{\psi} + \frac{(A^2 - k^2)^2}{4\psi(C - 4\psi)} \quad (52)$$

Метрика (52) соответствует метрике адронов (2), хотя и является статической. Такого типа решение возникает в теории Янга-Миллса в том случае, когда метрика приводится ко второму каноническому виду [9-10].

Покажем, что всякое изменение метрики пузыря приводит к изменению плотности энергии электромагнитного поля с дискретным спектром излучения. Для этого используем свойство периодичности функции Вейерштрасса, в силу которого положим в первом уравнении (5)  $\tau_0 = na, n = 1, 2, 3, \dots$ . Тогда, разлагая функцию Вейерштрасса в ряд в окрестности нуля, находим

$$k = \sqrt[3]{12} \wp(\tau_0 / \sqrt[3]{12}, g_2, g_3) = \frac{12}{(na)^2} + \frac{g_2(na)^2}{20 \cdot 2^{2/3} \cdot 3^{1/3}} + \frac{g_3(na)^4}{336} + \dots \quad (53)$$

С другой стороны, по определению имеем  $k^2 = \kappa^2 + 12b_{12}^2 + 12b_{34}^2$ , следовательно, компоненты тензора плотности энергии электромагнитного

поля -  $b_{12}, b_{34}$ , квантуются, причем первое слагаемое в правой части выражения (53) соответствует спектру атома водорода.

Таким образом, всякое изменение метрики пузыря сопровождается электромагнитным излучением с дискретным спектром (53). В свою очередь, изменение метрики, обусловленное движением системы из начального состояния в конечное состояние, которое описывается уравнением (49). Покажем, что такое движение может приводить к развитию неустойчивости и геометрической турбулентности. Рассмотрим особый случай  $p' = 0, p'' \neq 0$ , тогда уравнение (49) имеет вид

$$\frac{1}{p''} \psi_{rr} + f(r, t) = \psi_t^2$$

$$fp'' = 2(b^2 + p\psi) - \frac{p}{2(b^2 + p\psi)} \psi_r^2 \quad (54)$$

Уравнение (54) относится к типу прямо и обратно параболических уравнений [43-45, 46-50]. В зависимости от параметров и начального состояния, уравнение (54) сводится либо к уравнению типа Шредингера [44-45], описывающему атомную структуру вещества; либо к уравнению типа диффузии [44], описывающему распространение информации во Вселенной; либо к уравнению с переменной вязкостью, описывающему геометрическую турбулентность [43-44].

Таким образом, основной механизм генерации энергии звезд заключается в возникновении геометрической турбулентности, что приводит к нарушению метрики адронов, к возбуждению преонов, кварков, адронов и атомных ядер. В результате выделяется энергия, которая уносится с поверхности звезды в форме электромагнитного излучения и потоков частиц.

Предложенная выше модель возбуждения ядерных реакций путем создания условий для развития геометрической турбулентности может найти применение в решении прикладных задач ядерной и термоядерной энергетики. Ожидаемый выход энергии при геометрической турбулентности ограничен сверху только максимальной амплитудой функции  $\psi_t$ .

Соответствующие расчеты [43-44] показывают, что в этом случае энергия взрыва значительно превосходит массу покоя системы, что объясняется переносом энергии по каскаду от больших масштабов к малым.

Наконец, заметим, что данные по распределению энергии частиц в космических лучах [51-52] указывают на существование предела  $\approx 6 \cdot 10^{19} eV$ , обусловленного неупругим взаимодействием протонов с фотонами при температуре фона 2.7 К [53-54]. Следовательно, максимальная энергия взрыва при геометрической турбулентности не менее чем на десять порядков превосходит массу покоя системы, что можно рассматривать как практически неограниченный источник энергии.

С одной стороны, столь большое увеличение энергии по сравнению с массой покоя при взрыве, кажется, ведет к нарушению закона сохранения энергии. С другой стороны, очевидно, что уравнение Эйнштейна  $E = mc^2$  отражает не всю энергию, запасенную в частице, а только некоторую ее часть, связанную с излучением. Геометрическая же турбулентность приводит к полному высвобождению энергии, запасенной в частице относительно всех масс, распределенных во Вселенной.

В этой связи заметим, что когда Эйнштейн [55] получил уравнение, связывающее массу и энергию, он находился под влиянием идей о происхождении массы электрона – единственной известной в то время элементарной частицы, из электромагнитного поля. В начале 20 века эту идею активно отстаивали такие представители европейской науки, как Лоренц, Кауфман, Бухерер, Абрагам, Пуанкаре и другие. Современные данные не подтверждают эту теорию, однако уравнение Эйнштейна  $E = mc^2$ , выведенное из этих представлений, перекочевало в современную науку без изменений.

Отчасти это объясняется тем, что выводы специальной теории относительности были распространены на все механические системы, поэтому уравнение  $E = mc^2$  получило иное обоснование [56], опирающееся на законах сохранения импульса и энергии. Однако в заключительный период



жизни Эйнштейн вновь вернулся к исходному предположению о связи энергии покоя тела с энергией электромагнитного излучения [57].

Приведенные выше результаты показывают, что запасенная энергия может значительно, на 10 и более порядков, превосходить массу покоя системы. Отсюда следует, что любая материальная система может служить источником практически неограниченной энергии, а использованный Эйнштейном предел  $E = mc^2$  отражает только ту часть энергии, которая непосредственно может переходить в электромагнитное излучение при полном разрушении (аннигиляции) системы.

Реальная оценка энергии системы может быть получена на основе общей теории относительности и теории геометрической турбулентности [43-45]. Например, для уравнения состояния  $p(h) = h \ln h$  находим

$$p' = \ln h + 1, \quad p'' = 1/h \quad (55)$$

Поэтому в окрестности точки  $h = e^{-1}$  имеем  $p' = 0$ ,  $p'' = e$ . Рассмотрим метрику вида [43]

$$ds^2 = \exp[h(t, z)]dt^2 - \exp[f(x, y)]dx^2 - \exp[g(f)]dy^2 - \exp[p(h)]dz^2 \quad (56)$$

Уравнения поля для пустого пространства в метрике (55) сводятся к двум уравнениям второго порядка

$$\begin{aligned} e^h [2h_{zz} - (p'-1)h_z^2] - e^p [2p'h_{tt} + (2p'' + p'^2 - p')h_t^2] &= 0 \\ e^f [2f_{yy} - (g'-1)f_y^2] + e^g [2g'f_{xx} + (2g'' + g'^2 - g')f_x^2] &= 0 \end{aligned} \quad (57)$$

Следует ожидать, что в случае уравнения состояния (55) при приближении к точке  $h = e^{-1}$  первое уравнение (57) будет вырождаться в параболическое уравнение. При задании начальных данных в виде потенциала (55) на части решений будет наблюдаться неустойчивость, ведущая к геометрической турбулентности.

На рис. 1 представлены данные моделирования развития геометрической неустойчивости на основе первого уравнения (57) с

уравнением состояния в форме (55) и с начальными данными в виде потенциала

$$\mu = \mu_0 + \frac{4}{2 + k^2 \zeta^2} + \frac{4k^2 \rho_0 (\rho_0 - \rho)}{(2 + k^2 (z - z_0)^2)(2 + k^2 \zeta^2)} - \frac{4k\rho_0 \arctan\left(\frac{k(\rho - \rho_0)}{\sqrt{2 + k^2 (z - z_0)^2}}\right)}{(2 + k^2 (z - z_0)^2)^{3/2}} \quad (58)$$

Здесь обозначено  $H$  - постоянная Хаббла,  $k = H/c$ ;  $\rho_0, z_0$  - координаты центра кластера.

Уравнения модели имеют вид:

$$e^h [2h_{zz} - (p'-1)h_z^2] - e^p [2p'h_{tt} + (2p'' + p'^2 - p')h_t^2] = 0$$

$$p(h) = h \ln h, \quad h(0, z) = \mu(z), \quad h_t(0, z) = 0, \quad h(-L) = h(L) \quad (59)$$

В этом случае наблюдается взрывная неустойчивость, в результате которой метрика изменяется практически скачком. Решение задачи (59) можно сделать регулярным на достаточно большом промежутке времени, если положить  $p(h) = h \ln(h^2 + 1)$ , в результате модель (59) принимает вид

$$e^h [2h_{zz} - (p'-1)h_z^2] - e^p [2p'h_{tt} + (2p'' + p'^2 - p')h_t^2] = 0$$

$$p(h) = h \ln(h^2 + 1), \quad h(0, z) = \mu(z), \quad h_t(0, z) = 0, \quad h(-L) = h(L) \quad (60)$$

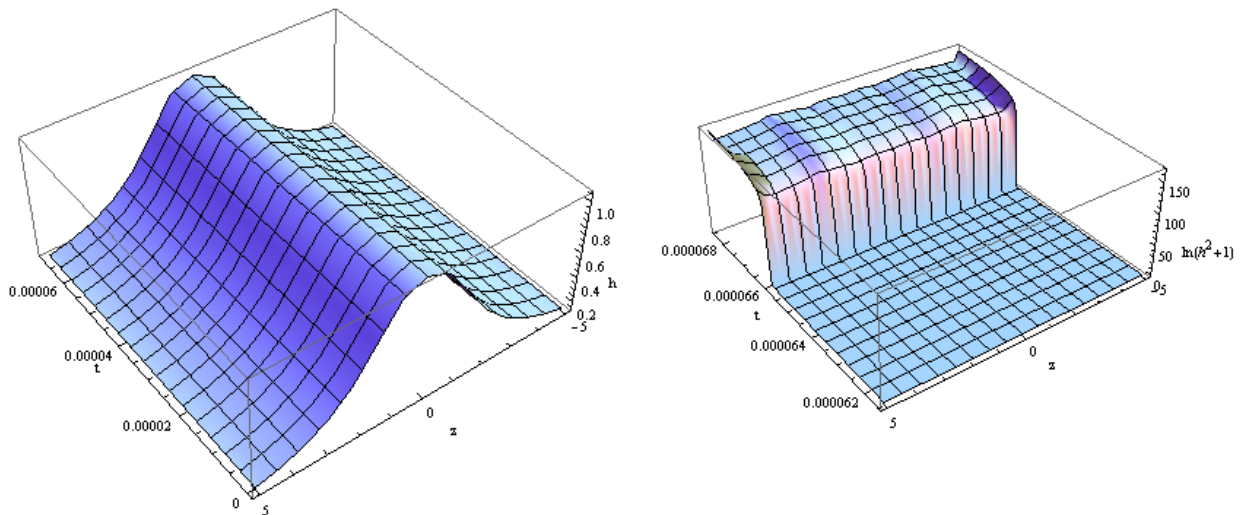


Рис. 1. Взрывная неустойчивость в модели (59)

На рис. 2 показан переход к геометрической турбулентности в модели (60). Таким образом, доказано, что переход к геометрической турбулентности наблюдается не только в параболической модели типа (54), но и в гиперболической модели (60) с уравнением состояния, удовлетворяющим условию  $p' = 0$  - рис. 1-2.

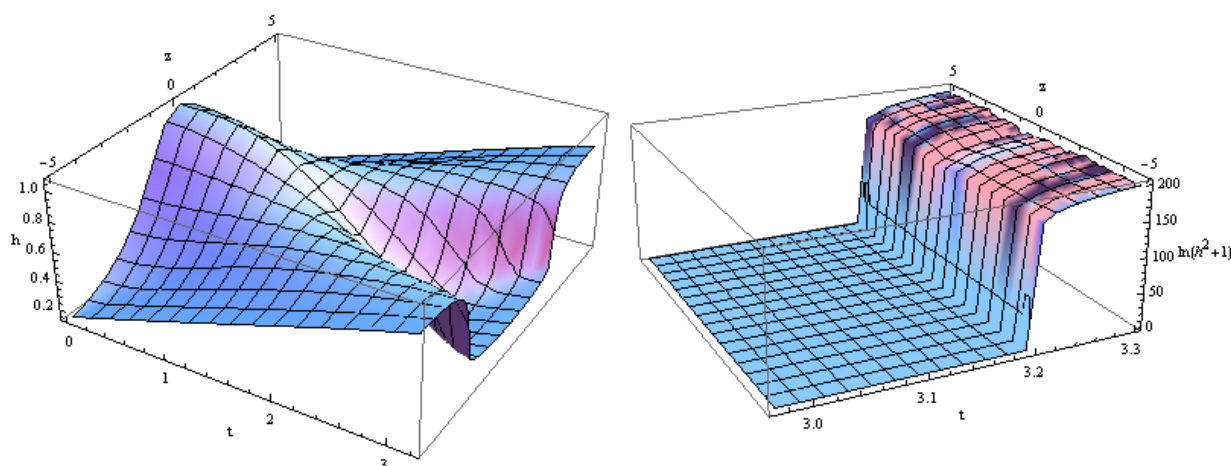


Рис. 2. Переход к геометрической турбулентности в модели (60).

В результате перехода системы к геометрической турбулентности параметр метрики изменяется от  $h = 2$  до  $h = 5.38 \cdot 10^{45}$ . В этой связи заметим, что плотность ядерного вещества составляет около  $2.3 \cdot 10^{17} \text{ kg} / \text{m}^3$ , а критическая плотность нашей Вселенной оценивается в  $9.31 \cdot 10^{-27} \text{ kg} / \text{m}^3$ . Плотность барионной материи составляет 4.54% от критической плотности [58]. Отношение плотности ядра к средней плотности барионной материи составляет около  $5.44 \cdot 10^{44}$ , что по порядку величины близко к полученной выше оценке. Следовательно, параметры модели (60) могут быть использованы для моделирования Большого взрыва, при котором вещество

ядерной плотности переходит в разреженное вещество Вселенной при резком расширении.

Действительно, уравнения модели (59)-(60) симметричны относительно замены  $t \rightarrow -t$ . Следовательно, полученные данные моделирования, представленные на рис. 1-2, можно рассматривать и в обратную сторону, как переход от геометрической турбулентности к гладкому решению, что соответствует процессу перехода к инфляции после Большого взрыва.

Отсюда находим, что механизм возникновения энергии при геометрической турбулентности является аналогичным механизму возникновения материи при Большом взрыве. Таким образом, при освоении механизма генерации геометрической турбулентности человечество получит ключ к неограниченному источнику энергии.

## References

1. Emden R. Gaskugeln: Leipzig, Germany: Teubner, 1907; The Internal Constitution of the Stars// Die Naturewissenschaften, V. 15, Issue 38, pp. 769-776, 1927.
2. Eddington A.S. The internal constitution of the stars. Cambridge, 1926.
3. Bethe H.A. Energy Production of Stars// the Physical Review, Vol. 55, N5, P. 434-456, 1939.
4. Chandrasekhar S. An Introduction to the Study of Stellar Structure. Chicago, 1939.
5. Menzel D. The Internal Constitution of Giant M Stars// Physica, vol 12, issue 9-10, pp. 769, 1946.
6. Козырев Н.А. Источник звездной энергии и теория внутреннего строения звезды// Известия Крымской астрофизической обсерватории, Т. 2, С. 3-43, 1948.
7. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Теория тяготения и эволюция звезд. – М., «Наука», 1971.
8. S. Quaglioni, P. Navratil, R. Roth, and W. Horiuchi. From nucleons to nuclei to fusion reactions//arXiv:1203.0268 [nucl-th]
9. Krivonosov LN, Luk'yanov VA. The Full Decision of Young-Mills Equations for the Central-Symmetric Metrics // Journal of Siberian Federal University, Mathematics & Physics, 2011, 4 (3), 350-362 (in Russian).
10. Krivonosov LN, Luk'yanov VA. Solution of Young-Mills Equations for the Central-Symmetric Metrics in the presence on electromagnetic field// Space, Time and Fundamental Interactions, v. 3, 2013.
11. Trunев AP. Hadrons metrics simulation on the Yang-Mills equations // Poly-thematic electronic scientific journal of the Kuban State Agrarian University (Journal KubGAU) [electronic resource]. - Krasnodar KubGAU, 2012. - № 10 (84). P. 874 - 887. - Mode of access: <http://ej.kubagro.ru/2012/10/pdf/68.pdf>

12. Trunев AP. Dynamics of quarks in the hadrons metrics with application to the baryon structure // Poly-thematic electronic scientific journal of the Kuban State Agrarian University (Journal KubGAU) [electronic resource]. - Krasnodar KubGAU, 2013. - № 01 (085). P. 525 - 542. - Mode of access: <http://ej.kubagro.ru/2013/01/pdf/42.pdf>
13. Trunев AP. The dynamics of quarks in the baryons metric and structure of the nucleus // Poly-thematic power electronic scientific journal of the Kuban State Agrarian University (Journal KubGAU) [electronic resource]. - Krasnodar KubGAU, 2013. - № 01 (85). P. 623 - 636. - Mode of access: <http://ej.kubagro.ru/2013/01/pdf/49.pdf>
14. Trunев AP. Quark dynamics in atomic nuclei and quark shells // Poly-thematic electronic scientific journal of the Kuban State Agrarian University (Journal KubGAU) [electronic resource]. - Krasnodar KubGAU, 2013. - № 02 (86). P. 674 - 697. - Mode of access: <http://ej.kubagro.ru/2013/02/pdf/48.pdf>
15. Jean-Jacques Dugne, Sverker Fredriksson, Johan Hansson, Enrico Predazzi. Preon Trinity - a new model of leptons and quarks// arXiv:hep-ph/9909569v3
16. Sundance O. Bilson-Thompson. A topological model of composite preons// arXiv:hep-ph/0503213v2.
17. Sundance O. Bilson-Thompson, Fotini Markopoulou, Lee Smolin. Quantum gravity and the standard model// arXiv:hep-th/0603022v2
18. Finkelstein R.J. An  $SL_q(2)$  Extension of the Standard Model// arXiv:1205.1026v3
19. Robert J. Finkelstein. The Preon Sector of the  $SL_q(2)$  (Knot) Model  
//arXiv:1301.6440v1 [hep-th] 28 Jan 2013
20. Trunев AP. Preons shell and atomic structure // Poly-thematic electronic scientific journal of the Kuban State Agrarian University (Journal KubGAU) [electronic resource]. - Krasnodar KubGAU, 2013. - № 03 (87). P. 795 - 813. - Mode of access: <http://ej.kubagro.ru/2013/03/pdf/61.pdf>
21. Alexander Trunев. Preons dynamics and structure of quarks and leptons// Poly-thematic electronic scientific journal of the Kuban State Agrarian University (Journal KubGAU) [electronic resource]. - Krasnodar KubGAU, 2013. - № 04 (088). - Mode of access: <http://ej.kubagro.ru/2013/04/pdf/64.pdf>
22. Трунев А.П. Токи и преоны // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №01(070). С. 1204 – 1223. – IDA [article ID]: 0951401070. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2013/07/pdf/103.pdf>
23. Трунев А.П. Квантовая теория гравитации совместная с теорией Янга-Миллса// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2013. – №07(091). С. 1534 – 1560. – IDA [article ID]: 0911307103. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/01/pdf/70.pdf>
24. Трунев А.П. Гравитационные волны и квантовая теория Шредингера// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ)

- [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №02(096). С. 1189 – 1206. – IDA [article ID]: 0961402081. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/02/pdf/81.pdf>
25. Polyakov A.M. Quantum geometry of bosonic strings//Phys. Letter, 103B, 3, 1981.
  26. Zamolodchikov A, Zamolodchikov Al. Liouville Field Theory on a Pseudosphere// arxiv: hep-th/0101152v1. 23 Jan, 2001.
  27. Salam A., Ward J.C. // Nuovo Cimento, XI, 568, 1959; Nuovo Cimento, XIX, 165, 1961.
  28. Weinberg S. // Phys. Rev. Lett. 19, 1264, 1967; Phys. Rev. Lett. 28,1968, 1972; Phys. Rev. D7, 2887, 1973; Nucl. Phys. B363, 3, 1991.
  29. Квантовая теория калибровочных полей/ под ред. Н.П. Коноплевой – М., Мир, 1977.
  30. А.А. Славнов, Л.Д. Фадеев. Введение в квантовую теорию калибровочных полей. – М.: Наука, 1978.
  31. Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков. Квантовые поля. – М.: Наука, 1980.
  32. J.J.J. Kokkedee. The Quark Model. – W.A. Benjamin Inc., NY-Amsterdam, 1969.
  33. V. Dzhunushaliev. Canonical conjugated Dirac equation in a curved space// arXiv:1202.5100, Feb. 25, 2012.
  34. A.V. Manohar, C.T. Sachrajda. Quark masses// <http://pdg.lbl.gov>
  35. Einstein A., Infeld L. Gravitational Equations and the Problems of Motion //Ann.Math., 1940,41, 455—464; On the Motion of Particles in General Relativity Theory// Canad. J. Math., 1949, 1, 209—241.
  36. Erwin Schrödinger. Quantisierung als Eigenwertproblem (Erste Mitteilung)//Annalen der Physik, (4), 79, (1926), 361-376; Quantisierung als Eigenwertproblem (Zweite Mitteilung)//Annalen der Physik, (4), 79, (1926), 489-527; Letter Schrodinger to Einstein, Jul 19, 1939.
  37. Darren G. Growdy. General Solution to the 2D Liouville Equation//Int. J. Engng Sci., Vol. 35, No. 2, pp. 141-149, 1997.
  38. Nir Cohen, Julia V. Toledo Benavides. Exact solutions of Bratu and Liouville equations// CNMAC 2010, pp. 750-756.
  39. J. Teschner. Liouville theory revisited// arxiv: hep-th/0104158v3, 9 Nov 2001.
  40. Yu Nakayama. Liouville Field Theory// arxiv: hep-th/0402009v7, 10Dec, 2004.
  41. [www.iter.org](http://www.iter.org)
  42. Кадомцев Б. В. Магнитные ловушки с «гофрированным» полем/ Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, Том 3, М., Изд-во АН СССР, 1958.
  43. Трунев А.П. Геометрическая турбулентность// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №05(099). С. 1003 – 1023. – IDA [article ID]: 0991405069. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/05/pdf/69.pdf>
  44. Трунев А.П. Геометрическая турбулентность и квантовая теория // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №06(100). С. 1623 – 1644. – IDA [article ID]: 1001406109. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/06/pdf/109.pdf>

45. Трунев А.П. Атом Шредингера и Эйнштейна // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №03(097). С. 1377 – 1401. – IDA [article ID]: 0971403094. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/03/pdf/94.pdf>
46. Pagani C.D., Talenti G. On a forward-backward parabolic equation// Ann. Mat. Pura Appl., Vol. 90, Issue 1, pp. 1-57, 1971.
47. Яненко Н. Н., Новиков В. А. Об одной модели жидкости со знако-переменным коэффициентом вязкости // Численные методы механики сплошной среды, № 2, 1973.
48. Ларькин Н. А., Новиков В. А., Яненко Н. Н. Нелинейные уравнения переменного типа. М., 1983.
49. Пятков С.Г. Краевые задачи для некоторых классов сингулярных параболических уравнений//Математические труды, т. 6., №26 114-208, 2003.
50. Терсенов С. А. О некоторых задачах для прямо и обратно параболических уравнений// Сибирский математический журнал, Том 51, № 2, 2010.
51. J. Abraham et al. (Pierre Auger Collaboration), Phys.Lett., B685, 239 (2010), arXiv:1002.1975 [astro-ph.HE].
52. P. Sokolsky et al. (HiRes Collaboration), PoS, ICHEP2010, 444 (2010), arXiv:1010.2690 [astro-ph.HE]
53. K. Greizen// Phys.Rev.Lett., 16, 748, 1966.
54. G. Zatsepin and V. Kuzmin// JETP Lett., 4,78, 1966.
55. Einstein A. Ist die Tragheit eines Körpers von seinem Energieinhalt abhängig? Ann. Phys., 1905, 18, 639-641.
56. Einstein A. Elementary Derivation of the Equivalence of Mass and Energy. Bull. Amer. Math. Soc., 1935, 61, N 4, 223—230.
57. Einstein A. Elementary Derivation of the Equivalence of Mass and Energy. Techn. J. (Haifa), 1946, V, 16—17.
58. Planck Collaboration: Cosmological parameters. – Planck 2013 results, Astronomy & Astrophysics manuscript, March 21, 2013.