ISSN 1512-1461

УДК 53

НОВЫЙ ВЗГЛЯД НА СТРУКТУРУ ВСЕЛЕННОЙ. ЧАСТЬ 2. ЭКВИПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ПОВЕРХНОСТИ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ В ГРАВИПЛАЗМЕ ОТО И СТРУКТУРА ВСЕЛЕННОЙ

Курдгелаидзе Дмитрий

Грузинский Технический Университет ,Институт Вычислительной Математики им.Мусхелишвили.
Адрес: ул. Костава 75, почтовое отделение 01

Аннотация

В первой части работы "Новый взгляд на структуру Вселенной", были выведены формулы для потенциала и плотности Гравиплазмы. В данной работе проводится подробный анализ этих формул. Если принять, что реально наблюдаемые неоднородности в пространстве Фридмана являются остатком от неоднородности пространства Гравиплазмы, то возникает возможность экспериментальной проверки предлагаемой нами модели структуры Вселенной

Ключевые слова: *Гравитационное поле, эквипотенциальные поверхности, октаэдры ,граничные октаэдры, структура, Вселенная, неоднородность пространства гравиплазмы, реальная неоднородность, измерение, сравнение, возможность проверки.*

§1 Эквипотенциальные поверхности.

П1.Статические решения уравнения Гравиплазмы.

В первой части настоящей работы было показано, что уравнения гравиплазмы ОТО являются нелинейными уравнениями второго порядка и в классе функций, зависяших от лоренц-инварианта $\sigma=k_\mu x^\mu$, μ=1,2,3,4, имеют ветвящиеся периодические решения в **эллиптических функциях**. При этом, полученные решения аналитически зависят от параметров уравнения (λ, ρ, $k_4=\omega$) (космологической постоянной, плотности Ферми-газа и частоты

колебаний), и путем предельного перехода к нулю одного из этих параметров (λ, ρ, $k_4=\omega$)

можно получить новые решения В частности, при $\omega\to0$ и $\lambda>0$ получаем статические

решения.уравнения гравиплазмы вида

$f_1 = \mathrm{cn}(\sigma)^2$, $\mathbf{k_1^2=1/2,}$ $\quad k^2 = (k_0^{*2})_1 = (\mathbf{2/3})a$
$f_2 = 2^{-1}[-1/2 + \mathrm{dn}(\sigma, k_1^{*2}=1/2)^2]$, $\quad k^2 = (k_0^{*2=})_2 = a/6$
$f_3= 2^{-1}\{-1+[\mathrm{dn}(\sigma, k_1^{*2}=1/2)/\mathrm{cn}(\sigma, k_1^{*2}=1/2)]^2\}$, $\quad k^2 =(k_0^{*2=})_3 = a/3$, (5.1)

$a=[\lambda + B_0]$ и при $\rho=0$ имеем $a=\lambda$, при $\lambda=0$ имеем $a= B_0$ где
$B_0 =\rho_0{}^*(1/4)æc^2(f_{cp})^{-1/2}[1+(1/2)\ln f_{cp}{}^{3/2}]^{-3}$, $\rho_0{}^*=\mathrm{const}$,. (5.2)

ISSN 1512-1461

П2. Эквипотенциальные поверхности гравитационного поля в Гравиплазме ОТО

Эллиптические функции - двояко периодические функции, они имеют действительные и мнимые периоды. Так как мнимые периоды физически трудно интерпретировать, ограничимся только действительным периодом. В этой области cn(σ), dn (σ,) и sn(σ) полюсов не имеют, они имеют следующие периоды и принимают следующие значения в интервале

$$\begin{array}{llll} cn(0)=1, & cn(K)=0, & -1\le cn(\sigma)\le 1, & \text{периоды } 4mK \\ dn(0)=1 & dn(K)=k_1' & k_1'\le dn(\sigma)\le 1, & \text{периоды } 2mK \\ sn(0)=0, & sn(K)=1, & -1\le sn(\sigma)\le 1, & \text{периоды } 4mK \end{array} \quad (1.1)$$

Однако решения f_j ,J=1,2,3. зависят от квадрата эллиптических функций $cn(\sigma)^2$ и $dn(\sigma)^2$ и. соответственно, имеют следующие периоды и принимают следующие значения в интервале

$$\begin{array}{llll} cn(0)^2=1, & cn(K)^2=0, & 0\le cn(\sigma)^2\le 1, & \text{периоды } 2mK \\ dn(0)^2=1 & dn(K)^2=(k_1')^2, & k_1^2\le dn(\sigma)^2\le 1, & \text{периоды } 2mK \\ sn(0)^2=0, & sn(K)^2=1, & 0\le sn(\sigma)^2\le 1, & \text{периоды } 2mK \end{array} \quad (1.2)$$

Эквипотенциальные поверхности гравитационного потенциала в гравиплазме ОТО , с учетом периодичности решения, даются уравнением

$$\sigma=k_n x^n=C, \quad . \ 0\le C\le 2K \quad C=const \qquad (1.3)$$

В случае $cn(\sigma)^2$ значение C =(2n+1)K и в случае $sn(\sigma)^2$ значение C=2mK дают распределение нулей потенциала

Ввиду изотропности пространства для длины периода и волнового вектора решетки имеем

$$L_x = L_y = L_z = L_0, \quad k_x=k_y=k_z=k_* \qquad (1.4)$$

При этом $k_*=2K/L_0$ (1.5)

и уравнение (1.3) примет вид

$$x^*+y^*+z^*= C/2K$$

где

$$x^* =(x/L_0),\ y^*=(y/L_0),\ z^*=(z/L_0)\ ), \quad 0\le x^*, y^*, z^*\le 1 \qquad (1.6)$$

Среди эквипотенциальных поверхностей гравитационного потенциала выделяются эквипотенциальные поверхности особых точек. Как следует из вида решений f_j ,J=1,2,3, решение f_3 особенностей не имеет. Решения f_1иf_2 имеют особенности при $cn(\sigma_0)^2=0$, т.е. в точке $\sigma_0=(2m+1)K$, однако, ввиду того, что основной период функции $cn(\sigma)^2$ и $dn(\sigma)^2$ равен 2K, и на интервале основного периода изменения σ ($0\le\sigma\le 2K$) имеется только одна такая точка $\sigma_0=C_0=K$, то для уравнения распределения особых точек эквипотенциальных поверхностей гравитационного потенциала получаем

$$x^*+y^*+z^*= 1/2 \qquad (1.7)$$

ISSN 1512-1461

Указанная поверхность в основной ячейке периодичности проходит по точкам

(1/2, 0, 0), (0, 1/2, 0), (0, 0, 1/2) (1.8)

и образует равносторонний треугольник с параметрами

$L_{ст}= L_0/2^{1/2}$ - длина стороны треугольника
$h_{ст} =(3/2)^{1/2}(1/2) L_0$ -высота треугольника
$S_{ст}= h^2/2=(3/16) L_0^2$ -площадь треугольника

Так как уравнения гравиплазмы инвариантны относительно отражения координат (x→-x, y→-y, z→-z), то, если применить последовательно операцию отражении x→-x и y→-y особых точек к указанному треугольнику, в верхней части пространства получаем правильную 4-х стороннюю пирамиду особых точек. Указанная пирамида особых точек в то же время является граничной пирамидой эквипотенциальных поверхностей в верхней части пространства. Указанная пирамида имеет параметры

$h= L_0/2$-высота
$S_1 =4 S_{ст}$ -площадь боковых поверхностей
$S_0 = L_0^2/2$- площадь основания пирамиды
$V_0= L_0^3/4$-объем пирамиды

Далее, если произвести отражение z→-z , то получим правильный 4-х сторонний ромбоэдр особых точек. Указанный ромбоэдр особых точек в то же время является граничным ромбоэдром эквипотенциальных поверхностей.
Граничный ромбоэдр имеет параметры:

L_0 – расстояние между противоположными вершинами ромбоэдра
$S=2 h^2=(3/4) L_0^2$ – площадь боковых поверхностей ромбоэдра
$V= L_0^3/2$ - объем ромбоэдра

Таким образом, после фазового перехода 2-го рода в гравиплазме, пространство гравиплазмы приобретет ячеистую структуру и будет укомплектовано ромбоэдрами с выше приведенными параметрами. Эквипотенциальные поверхности гравитационного поля внутри ячейки будут иметь форму ромбоэдров, однако наличие ромбоэдра особых точек на границе ячейки периодичности требует дополнительного уточнения.
Дело в том, что решения f_j ,J=1,2,3, приведенные в (5.1)-(5.2) реализуют две разные задачи: 1) когда $\rho=0$, $a= \lambda\neq0$ и 2) когда $\lambda=0$, $a= \rho \neq0$. При этом в первом случае решения f_j точные, и появление ромбоэдра особых точек на границе ячейки периодичности математически корректно, хотя трудно представимо физически. Во втором случае при решения уравнения высокая степень нелинейности в уравнении гравиплазмы, степень нелинейности, путем усреднения уменьшается до степени, при которой уравнение решается. При этом, используется предположение ограниченности решения на рассматриваемом интервале периодичности решения. Следовательно, когда $\lambda=0$, $a=\rho\neq0$, как уже было сказано, эквипотенциальные поверхности гравитационного поля внутри ячейки будут иметь форму ромбоэдров. Однако, наличие ромбоэдра особых точек на границе ячейки периодичности требует дополнительного уточнения.
При этом, распределение плотности материи (плотность Ферми-газа) - ρ - следует исследовать дополнительно.

ISSN 1512-1461

§2.Сравнение (условно) с экспериментом.

Полученные результаты, относящиеся к структуре пространства гравиплазмы, мы не можем

непосредственно сравнить с экспериментом, так как такие эксперименты отсутствуют. Однако, для такого сравнения существует косвенный путь. Как было показано в [1], уравнения гравиплазмы, степень их нелинейности, решения в рассматриваемом классе функций как ветвящиеся решения эллиптических функций, почти идентичны с теми, что мы имеем в случае вырожденного Ферми-газа и самосогласованных уравнений в теории металлов.

Таким образом, можно предположить, что теоретические результаты, полученные в случае гравиплазмы, будут находиться в таком отношении с экспериментом в природе, в каком отношении с экспериментом в теории металлов находятся теоретические результаты, полученные в случае вырожденного Ферми-газа и самосогласованных уравнений теории **металлов**. Ограничимся сравнением только структуры эквипотенциальных поверхностей гравитационного поля в гравиплазме и структуры эквипотенциальных поверхностей электрического потенциала в случае теории металлов. При этом следует учесть, что в случае металлов имеются как положительные заряды (ядра атомов), так и электронный газ, и поэтому сначала следует задать распределение положительных ионов, а распределение электрических эквипотенциальных поверхностей для электронов искать в пространстве

между положительными зарядами (ядрами атомов). В случае гравиплазмы имеется только

гравитационное поле и его эквипотенциальные поверхности. Рассмотрим эквипотенциальные поверхности в случае **самосогласованных полей** в теории металлов.

П1. Двухмерная модель Леонарда-Джинса.[2]

В случае двухмерной модели Леонарда-Джинса в теории металлов, уравнение самосогласованного поля имеет точное решение. Эквипотенциальные поверхности вокруг ядер(положительных ионов) имеют вид окружностей, в пространстве между ними эквипотенциальные кривые имеют вид деформированных четырехугольников. Структура эквипотенциальных кривых в этой области фактически совпадает со структурой эквипотенциальных кривых гравитационного потенциала в основании правильной четырехсторонней пирамиды в гравиплазме.

П2.Самосогласованное поле электронного газа Томаса-Ферми-Дирака в металле [3] ,[4]

В этом случае ветвящиеся решения в рассматриваемом классе функций имеют вид

$\Psi_1=10{,}32\ \{0{,}45 -[1-\mathrm{cn}(\sigma_1 , k_1^2\}]/[1+\mathrm{cn}(\sigma_1, k_1^2]\}$

$\Psi_2=10{,}32\ \{0{,}45 -[\mathrm{dn}(\sigma_1, k_1^2) +ik_1 \sin(\sigma_1, k_1^2)]^2 \}$ (П.5.27)

$\alpha=10{,}32, \quad \beta=0{,}45, \quad k_1^2=0{,}068 , \quad \omega^2=2{,}06 , \quad L_x=5{,}5\ A^0$

При этом

$\varphi=[-\xi+e(V_{\text{внеш}}+V_{\text{элек}})+e\ \tau_0^2]$

ISSN 1512-1461

$\rho=e^{-2/3}\sigma_0[\varphi^{1/2}+ e^{1/2} \tau_0]^3- n_L$ (П.5.22)
$\varphi= (b_1 \Psi)^2$ (П.5.25)

Начала отсчета подобрано так, что особенность имеется в точке σ_0=2K
Решение имеет период 4K. Эквипотенциальные поверхности опять имеют вид уравнений

$\sigma=k_n x^n=C$, . $0\leq C \leq 4K$ C=const (1.3)
$x^*+y^*+z^*= C /4K$
$x^* =(x/ L_0), y^*=(y/ L_0), z^*= (z/ L_0)$), $0\leq x^*, y^*, z^*\leq 1$ (1.6)

При этом Ψ_2 особенности не имеет. Ψ_1 имеет особенность в точке $cn(\sigma_0)^2$ =0, σ_0=2K. Основной период решении равен 4K и на интервале основного периода имеется только одно значение σ_0=2K, при котором решение имеет особенность. Уравнения распределения особых точек эквипотенциальных поверхностей Ψ_1 опять получат вид уравнения

$x^*+y^*+z^*= 1/2$ (1.7)

Для структуры эквипотенциальных поверхностей Ψ_1 вновь получаем ромбоэдры. При этом в данном случае имеется ромбоэдр особых точек (1.7) Параметры ромбоэдра приведены в **§1** где, однако, теперь L_0 является длиной кристаллической решетки металла.
Как уже было сказано, в случае металлов имеются как положительные заряды (ядра атомов), так и электронный газ. При определения эквипотенциальных поверхностей электрического поля сначала следует задать распределение положительных ионов и определить эквипотенциальные поверхности вокруг положительных ионов. Эти эквипотенциальные поверхности имеют сферическую симметрию. Распределение эквипотенциальных поверхностей поля электронов следует искать в пространстве между положительными зарядами (ядрами атомов). Соответственно, структура пространства металла состоит из ионной решетки со сферически симметричными эквипотенциальными поверхностями вокруг узлов и электронного газа в пространстве ионной решетки (в т.н. пространстве проводимости) с эквипотенциальными поверхностями в виде **ромбоэдров.**
В случае гравиплазмы имеется только гравитационное поле и его эквипотенциальные поверхности в виде ромбоэдров, которые покрывают все пространство гравиплазмы.

§3 Как привязать граничный ромбоэдр эквипотенциальных поверхностей к реальному пространству небосвода

В случае гравиплазмы, с точки зрения измерения, в реальном пространстве небосвода удобнее измерять распределение плотности масс (гравитационного заряда), а в случае металлов - распределение плотности электрического заряда.

П1. Распределение плотности электрического заряда в металле.
В случае металлов эквипотенциальные поверхности были определены для функции ψ , где

$\psi=[-\xi+e(V_{внеш}+V_{элек})+e\, \tau_0^2]^{1/2}/ b_1$ (3.1)

При этом плотность электронов (электрического заряда) ρ связана с ψ соотношением

$\rho(\sigma) = e^{-2/3}\sigma_0[b_1|\, \psi_1(\sigma)| + e^{1/2} \tau_0]^3- n_L$ (3.2)
$\psi_1(\sigma) =10{,}32\ \{0{,}45 - [1-cn((\sigma), k_1^2)]/[1+cn((\sigma), k_1^2)]\}$ (3.3)

$\psi_1(0) =10{,}32 *0{,}45$

ISSN 1512-1461

$\psi_1(K/2) = 10{,}32\ [0{,}45 – 0.25] = 10{,}32 * 0{,}20$
$\psi_1(K) = 10{,}32\ \{0{,}45 – 1\} = -10{,}32 * 0{,}55$
$\psi_1(3K/2) = 10{,}32\ \{0{,}45 – 4\} = -10{,}32 * 3{,}55$
$\psi_1(2K) = -\infty$

$cn(0,1/2)=1$, $cn(K/2,1/2)= (k'/(1+k'))^{1/2}=0.64$, $cn(K,1/2)=0$.
$cn(3K/2,1/2)=- (k'/(1+k'))^{1/2}=-0.64$, $cn(2K,1/2)=-1$.

$\rho(0) = e^{-2/3}\sigma_0\{b_1 10{,}32 * 0{,}45 + e^{1/2}\tau_0\}^3 - n_L$.
$\rho(K/2) = e^{-2/3}\sigma_0\{b_1 10{,}32 * 0{,}20 + e^{1/2}\tau_0\}^3 - n_L$
$\rho(K) = e^{-2/3}\sigma_0\{b_1 10{,}32 * 0{,}55 + e^{1/2}\tau_0\}^3 - n_L$.
$\rho(3K/2)=e^{-2/3}\sigma_0\{b_1 10{,}32 * 3{,}55 + e^{1/2}\tau_0\}^3 - n_L$ (3.4)
$\rho(2K) = \infty$

Введем функцию
$P(\sigma) =\{[\ [(\rho(\sigma) - n_L)/e^{-2/3}\sigma_0]^{1/3} + e^{1/2}\tau_0\ \} / b_1 10{,}32$

$P(0)=\{[(\rho(0)-n_L)/e^{-2/3}\sigma_0]^{1/3}+e^{1/2}\tau_0\}/b_1 10{,}32=0{,}45$
$P(K/2)=\{[[(\rho(K/2)-n_L)/e^{-2/3}\sigma_0]^{1/3}+ e^{1/2}\tau_0\} /b_1 10{,}32 =0{,}20$
$P(K)=\{[[(\rho(K)-n_L)/e^{-2/3}\sigma_0]^{1/3}+e^{1/2}\tau_0\}/b_1 10{,}32=0{,}55$
$P(3K/2) =\{[[(\rho(3K/2)-n_L)/e^{-2/3}\sigma_0]^{1/3} + e^{1/2}\tau_0\}/b_1 10{,}32 =3{,}55$
$P(2K) =\{[[(\rho(2K)- n_L)/ e^{-2/3}\sigma_0]^{1/3} + e^{1/2}\tau_0\}/ b_1 10{,}32 = \infty$ (3.5)

Функцию $P(\sigma)$ можно назвать нормированной плотностью. В плоскости

$(P(\sigma),\sigma)$ получаем интересную кривую (по виду - типа уравнения Ван-дер-Ваальса)

$P(0)$, $P(K/2)$, $P(K)$, $P(3K/2)$, $P(2K)$ (3.6)
0,45, 0,20 0,55 3,55 ∞

Как видим, в центре ромбоэдра $P(0)= 0{,}45$, имеется минимум при $P(K/2)= 0{,}20$, и далее -

рост по мере приближения к граничному ромбоэдру. В точке $\sigma=2K$ (вершины особых точек граничного ромбоэдра) расположены положительные ионы кристалла.
Таким образом, эквипотенциальные кривые и кривые нормированной плотности $P(\sigma)$ качественно правильно передают распределение электронного газа в пространстве между ионами кристалла (в т.н. области проводимости)

П2. Расспределение плотности гравитационного заряда в гравиплазме.

В случае гравиплазмы эквипотенциальные поверхности были определены для потенциалов

гравитационного поля в виде

ISSN 1512-1461

$f_1(\sigma) = 1/\,cn(\sigma)^2$, $k_1^{\,2}=1/2$, $k^{\,2} = (k_0^{\,*2})_1= (2/3\,)a$
$f_2\,(\sigma)= 2^{-1}\,[-1/2 + dn\,(\sigma)^2/cn(\sigma)^2\,]$, $k_1^{\,2}=1/2$, $k^2 = (k_0^{\,*2=})_2 = a\,/6$
$f_3(\sigma) = 2^{-1}\{-1 + dn\,(\sigma)^{\,2}\,\}$, $k_1^{\,2}=1/2$, $k^2 =(k_0^{\,*2=})_3 = a\,/3$,

$$\sigma=k_n x^n\,, n=1,2,3. \quad k^{\,2} = k_x^{\,2}+ k_y^{\,2}+ k_z^{\,2}= k_0^{\,*2} \qquad (3.7)$$

При $\rho_0{}^*(+)=\rho_0{}^*=0$ имеем $a= \lambda$, при $\lambda=0$ имеем $a= \Lambda$ где

$$\Lambda =\rho_0{}^*(1/4)æc^2(\,f_{cp}\,)^{\,-1/2}[1+(3/4)\ln f_{cp}\,]^{-3}\,. \quad \rho_0{}^* =const,. \qquad (3.8)$$

При этом плотность гравиплазмы связана с функцией $f_j(\sigma)$. J=1,2,3 соотношением

$$\rho(\sigma)_j=\rho_0[1+(3/4)\ln\, f(\sigma)_{\,j}\,]^{-\,2}\,, \qquad (3.9)$$
$$f(\sigma)_{\,j} >0.$$

Рассмотрим решение $f_1(\sigma)$

$cn(0,1/2)=1$,
$cn(K/2\,,1/2)= (k'/(1+ k'))^{1/2}=0.64$,
$cn(K\,,1/2)=0$.
$cn(3K/2,1/2)=- (k'/(1+ k'))^{1/2}=-0.64$,
$cn(2K,1/2)=-1$. (3.10)

$f_1(\sigma) = 1/\,cn(\sigma)^2$
$f_1(0) = 1$, $f_1(K/2) = 1/0{,}41$, $f_1(K) = \infty$,
$f_1(3K/2) = 1/0{,}41$, $f_1(2K) = 1$ (3.11)

Введем нормированную плотность

$$P(\sigma)=(\rho(\sigma)_j/\rho_0) =[1+(3/4)\ln f(\sigma)_{\,j}]^{-2}, \quad f(\sigma)_{\,j} >0 \qquad (3.12)$$

$P(0)=1$,
$P(K/2) = [1-(3/4)\ln 0{,}41]^{-2}$,
$P(K)= 0$,
$P(3K/2)=[1 -(3/4)\ln 0{,}41]^{-2}$,
$P(2K)=1$, (3.13)

Так как система отсчета помещается в центре ромбоэдра, то одна половина ромбоэдра будет размещена в области $\sigma_0=0$, K/2, K, другая половина - в области $\sigma =0$, -K/2, -K . Однако, так как $cn(\sigma)$ - четная функция, то $P(-\sigma =P(\sigma_0)$, и в случае $P(2K)=1$ имем $P(-\sigma)=P(\sigma_0+2K)$
Таким образом, в ромбоэдре плотность гравитационного заряда распределена следующим образом: в центре ромбоэдра плотность является максимальной $\rho(0) =\rho_0$. Далее, плотность убывает монотонно до нуля, при $\sigma_0=K$, т.е. $\rho(K)=0$, Соответственно, вдоль граничного ромбоэдра пустота - отсутствует вещество. Пустота $\rho=0$ относится только к плотности вырожденного Ферми- газа. При $\rho =0$ в указанной области имеется свободное гравитационное поле. Ферми-газ во Вселенной ромбоэдра как бы изолирован, но пограничные области заполнены свободным гравитационным полем.

ISSN 1512-1461

П3. Как привязать граничный ромбоэдр плотности к реальному пространству небосвода

Предположим, что стенки граничного ромбоэдра плотности имеют ширину l_0 см. Как было сказано, граничный ромбоэдр проходит вдоль "**пустыри"**. Вдоль ребер сходятся **по две грани ромбоэдра**. Соответственно, вдоль ребер ширина пространства **пустоты будет** $\approx 2\ l_0$. В вершинах ромбоэдра сходятся по 4 ребра ромбоэдра, соответственно, ширина пространства пустоты у вершин будет $\approx 8\ l_0$. Эти пространства пустоты у вершин будем называть **"большими пустырями**".

Реальное, наблюдаемое пространство, как было сказано, является пространством Фридмана. В пространстве Фридмана предполагается, что плотность материи распределена в среднем равномерно. Однако, реально, наблюдаемая плотность материи на небосводе, распределена заметно неравномерно. Как было сказано, в пространстве гравиплазмы, на базе которого возникает пространство Фридмана, материя распределена неравномерно. Если допустить, что реально наблюдаемое неравномерное распределение материи в пространстве Фридмана представляет собой остатком неравномерного распределения материи в пространстве гравиплазмы, то тогда реальное, наблюдаемое неравномерное распределение материи на небосводе можно использовать для сравнения полученных теоретических результатов распределения материи в гравиплазме.

Наблюдатель, проводящий измерение, находится в нашей Галактике. Будем предполагать, что наша Галактика не лежит на граничном ромбоэдре.
В таком случае, в радиусе $L_0 \approx 10^{29}$см вокруг себя наблюдатель обнаружит 6 "больших пустырей", удаленных друг от друга на расстояние $L_0 \approx 10^{29}$см. Если соединить эти точки, получится фигура, которая не будет ромбоэдром. Полученная фигура переходит в правильный ромбоэдр после переноса начала отсчета от Нашей Галактики в центр ромбоэдра, находящийся в области максимума плотности внутри ромбоэдра. Таким образом, следующая задача наблюдателя состоит в нахождении области максимума плотности распределения материи внутри ромбоэдра и в пересчете полученных результатов измерения на случай переноса начала отсчета в область максимума плотности внутри ромбоэдра. В этом случае фигура примет вид
правильного ромбоэдра.

П4.Упаковка большой Вселенной ромбоэдрами.

Ромбоэдр имеет 8 боковых треугольников, 12 ребер и 6 вершин. При упаковке большой Вселенной ромбоэдрами вдоль каждого бокового треугольника ромбоэдра соприкасаются два треугольника соседних ромбоэдров, т.е. по боковым граням с данным ромбоэдром соприкасаются 8 ромбоэдров. При этом, вдоль каждого из 12-и ребер ромбоэдра сходятся по 3 ребра: одно - данного ромбоэдра, и два ребра соседних ромбоэдров. При компактной упаковке пространства большой Вселенной ромбоэдрами вдоль каждого ребра ромбоэдра должны сходиться по четыре ребра соседних ромбоэдров: одно - данного ромбоэдра и по три ребра - соседних ромбоэдров. Соответственно, для компактной упаковки пространства большой Вселенной необходимо данной упаковке добавить ещё 12 ромбоэдров. Таким образом, 21 ромбоэдр образует компактную упаковку первого порядка. Из них 8 - в верхней части, 8 - в нижней части, четыре вдоль основания ромбоэдра и один данный ромбоэдр. При этом, в каждой вершине сходятся по 9 вершин: одна данного ромбоэдра, 4 - соседних ромбоэдров и ещё 4 дополнительных. При такой компактной упаковке (упаковке первого порядка) в вершинах ромбоэдра соприкасаются вершины 9-и соседних ромбоэдров.

ISSN 1512-1461
Так как соседние ромбоэдры соприкасаются вдоль граничного ромбоэдра, т.е. вдоль пустырей где плотность ферми газа равна нулю , то материальные среды в виде Ферми-газа соседних ромбоэдров, отделены друг от друга, и в рамках классической физики они заперты, изолированы, каждая в своем ромбоэдре. При этом, как было сказано, граничный ромбоэдр заполнен свободным гравитационным полем, которое и выполняет связующую роль для соседних ромбоэдров. В рамках квантовой физики, в виду возможности т.н. эффекта туннелирования через границы, материальные среды ромбоэдров взаимно связаны.Таким образом, большая Вселенная представляет собой одну целую Вселенную, не только благодаря гравиплазмы и квантовым эффектам, но и через другие формы существования материи в виде ,,исходного,, гравитационного поля, как решения уравнении гравиплазмы без источников.

§4. Проблема черных дыр .[5] [6]

В уравнении Эйнштейна для гравитационного поля, среди информации о разнообразных свойствах гравитационного поля и материальной среды, содержится и информация о существовании в природе объектов, называемых нами **черными дырами**. Необычность их свойств состоит в

том, что, в определенных условиях, потоки положительной энергии имеют направление только во внутрь черной дыры и встречный поток положительной энергии из черной дыры запрещен. Кроме того, вокруг черной дыры существует т.н. горизонт событий, при переходе через который сигнатура пространства меняется. Такая информация содержится в решениях уравнения Эйнштейна для гравитационного поля, например, в решении Шварцшильда. Естественно, такая информация будет содержаться и в решении, полученном нами в конформно-плоском пространстве через эллиптические функции. Как уже было сказано, эллиптические функции - двояко периодические функции. В общем случае, при комплексных параметрах они имеют как действительные, так и мнимые периоды. В случае только действительных параметров можно ограничиться только действительным периодом. В этом случае эллиптические функции особенности (полюса) не имеют. Эллиптические функции имеют особенности (полюса) только при наличии мнимого периода $\sigma=2mK+$ $+(2n+1)iK'$ (m, n- целые числа 0,1,2,3,…). Они имеют полюса и при наличии только мнимого периода(m=0), т.е. вдоль мнимого периода $\sigma=(2n+1)iK'$.

В данной работе мы ограничились анализом решений только при действительных параметрах эллиптических функций, т.е. случаем отсутствия у эллиптических функций полюсов. При этом, предполагается, что наличие мнимого периода и полюсов у решений отражает наличие в системе черных дыр. Действительно, рассмотрим решение уравнения гравиплазмы в комплексной области, однако - вдоль чисто мнимой оси:

$$g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu} f(i\sigma), \qquad (4.1)$$

где $\eta_{\mu\nu}$ - времени-подобный метрический тензор плоского пространства Минковского.

Учитывая свойство масштабной инвариантности решения уравнения [1] гравиплазмы

$$f(\sigma) = b^2 f(b\sigma), \quad f(b\sigma)= b^{-2} f(\sigma) \qquad (4.2)$$

находим

$$g_{\mu\nu}= -\eta_{\mu\nu} f(\sigma), \qquad (4.3)$$

где теперь $-\eta_{\mu\nu}$ - пространственно-подобный тензор плоского пространства Минковского. Соответственно, метрический тензор

$$g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu} f(i\sigma)=-\eta_{\mu\nu} f(\sigma), \qquad (4.4)$$

соответствует внутренней области черной дыры, и переход от действительной оси к мнимой оси в комплексной плоскости решения соответствует переходу через горизонт событий черной дыры из внешней области во внутреннюю область.

Эллиптические функции с комплексными параметрами – весьма сложные объекты, с разнообразными сложными свойствами. Детальный анализ полученных решении в общем

ISSN 1512-1461

случае, т.е.в в случае эллиптических функций с комплексными параметрами, полагаю, поможет лучше понять природу черных дыр.

§5. Теория гравиплазмы при наличии фермионов с положительной и отрицательной энергией.

В основу развиваемой нами модели Вселенной мы положили уравнение Эйнштейна для гравитационного поля и уравнение Дирака для материальной среды – источника гравитационного поля. При этом, в данной работе мы приняли точку зрения согласно которой ферми газ имеет положительную энергию.

Однако, решение уравнения Дирака для свободных фермионов дает четыре состояния: два для состояния с положительной энергией и два для состояния с отрицательной энергией. При этом, решение симметрично относительно знака энергии состоянии[7]. Если исходить из этих решении как основы Вселенной, то в уравнение Эйнштейна в качестве источника в правой части следует взять тензор энергии импульса как сумму тензоров энергии импульса состояний с положительной и отрицательной энергией. Если проследить ход вычисления тензора энергии импульса, то находим, что от знака энергии состояния $C(\varepsilon)$ ε_1 зависит только плотность фермионов $\rho_s=C(\varepsilon)\varepsilon_1\rho=\rho_+-\rho_-$,где мы приняли $\varepsilon_1=+$, $C(\varepsilon)=+$ для фермионов с положительной и $\varepsilon_1=+$, $C(\varepsilon)=-$ для фермионов с отрицательной энергией. Таким образом, все вычисления, приведенные в данной работе, остаются в силе, если только плотность фермионов везде будет заменена на плотность $\rho_s=\rho_+-\rho_-$ Однако, ввиду того, что решение уравнения Дирака симметрично относительно состояний с положительной и отрицательной энергией, то получаем, что в начальный момент $\rho_s=\rho_+-\rho=0$ и вся материальная среда будет представлена решением соответствующего однородного уравнения Эйнштейна.

Решение неоднородного уравнения Эйнштейна появляется только после возникновения асимметрии между состояниями с положительной и отрицательной энергией. Такая асимметрия может возникать только в результате асимметрии во взаимодействии фермионов с положительной и отрицательной энергией с решением однородного уравнения Эйнштейна. Так как имеющаяся в реальном мире асимметрия между фермионами с положительной и отрицательной энергией имеется в пользу фермионов с положительной энергией, то с учетом закона сохранения энергии, такая асимметрия может возникать только при условии, что гравитационное поле, как решение однородного уравнения Эйнштейна, имеет положительную энергию. В таком случае существующая материальная среда с положительной энергией является результатом переработки, указанной исходной положительной энергии гравитационного поля (темная энергия) как решения однородного уравнения Эйнштейна в результате взаимодействия с фермионами с положительной и отрицательной энергией.

§6. Решение уравнения гравиплазмы в комплексной области.

Если рассмотреть решения уравнения гравиплазмы в комплексной плоскости то комплексная плоскость решения анизотропна. В частности, в комплексной плоскости возможно вращение против часовой стрелки (в первой четверти плоскости), но вращение по часовой стрелке запрещено. Последнее отражает тот факт, что существуют потоки положительной энергии от внешней области черной дыры во внутрь её, но встречный поток положительной энергии запрещен. Как уже было сказано, источником положительной энергии в данной модели Вселенной является ,,исходное,, гравитационное поле как решение однородного уравнения Эйнштейна. Взаимодействие симметричного по знаку энергии Ферми-газа с указанным исходным гравитационным полем и является источником нарушения симметрии в Ферми-газе в пользу состояний с положительной энергией. Именно это взаимодействие и порождает поток положительной энергии из внутренней области

ISSN 1512-1461
черной дыры во внешнюю область и соответственно ее учет восстанавливает изотропность решения уравнений гравиплазмы в комплексной плоскости.

Резюме

Как было показано, уравнение гравитационного поля гравиплазмы во многом аналогично уравнению электрического потенциала - уравнению Томаса–Ферми-Дирака в теории металлов. Оба уравнения - нелинейные, примерно с одинаковой степенью нелинейности. Оба уравнения имеют ветвящиеся решения в эллиптических функциях. Соответственно, эквипотенциальные поверхности имеют примерно одинаковую структуру в виде четырех бедренного ромбоэдра. Правда, имеется и существенное отличие. В случае теории металлов в узлах кристалла расположены положительные ионы, уравнение определяет распределение электронов проводимости, и в центре ромбоэдра их плотность минимальна. В случае гравиплазмы её плотность максимальна в центре ромбоэдра и минимальна в вершинах ромбоэдра. Длина ребра ромбоэдра $L_0 \approx 10^{29}$см и можно определить все характеристики ромбоэдра. Соответственно, можно ставить вопрос о поиске таких объектов в реально наблюдаемом космическом пространстве путем наблюдения (измерения).

Эллиптические функции в общем случае двояко периодические функции с действительными и комплексными периодами. В данной работе мы ограничились решениями уравнения гравиплазмы с действительным аргументом и действительным периодом, соответствующим временно-подобным траекториям. Если рассмотреть решения с чисто мнимым аргументом, то получим решения, соответствующие пространственно-подобным траекториям. Переход от решений с действительным аргументом
к решениям с чисто мнимым аргументом в решении уравнений гравиплазмы соответствует переходу через горизонт событий черной дыры в решении Шварцшильда во внутреннюю область черной дыры.

В основу нового представления о структуре Вселенной мы положили уравнение Эйнштейна для гравитационного поля и уравнение Дирака для материальной среды. При этом мы ограничились представлением, когда
все 4-е состоянии решения уравнения Дирака соответствуют состояниям фермионов с положительной энергией. Если теперь стать на точку зрения, что решения уравнения Дирака симметричны по знаку энергии $\varepsilon=\pm1$, то в приведенных вычислениях это повлияет только на значения плотности Ферми-газа ρ , где теперь $\rho = \rho(+) - \rho(-)$. При требовании симметричности состояний по знаку энергии $\varepsilon=\pm1$ в "начальный момент", материальная среда будет представлена только гравитационным полем, как решением однородного уравнения Эйнштейна. Эволюция Вселенной, в результате взаимодействия Ферми-газа с гравитационным полем, теперь выразится в развитии нарушения указанной симметрии решения уравнения Дирака по знаку энергии $\varepsilon=\pm1$, Возникает сложная структура Вселенной и процесса ее эволюции.

По отношению к решению уравнений гравиплазмы комплексная плоскость анизотропна. Можно восстановить изотропность в отношении к решению уравнений гравиплазмы в комплексной плоскости, если учесть взаимодействие симметричного по знаку энергии Ферми-газа с исконным гравитационным полем, являющееся решением однородного уравнения Эйнштейна.

ISSN 1512-1461

Литература

[1] Курдгелаидзе Д. Ф. (первая часть данной работы)
[2] Бетте Г.и Зоомерфельд А. "Электронная теория металлов",1938 г стр.86, Ленинград- Москва, Гл.редакция Тех-Теор литературы,
[3] Курдгелаидзе Д. Ф., ..Феноменологическое обобщение уравнения Томаса-Ферми-Дирака и его периодическое решение, "Acta Physika Hungarika", 1958г 9 ,стр. 185.
[4] Курдгелаидзе Дм. Курдгелаидзе Давид, "Новые математические методы в теории фазового перехода второго рода", 2003 г, Тбилиси "Зекари"
[5]Tolman.R. "Relativity Thermodynamics and Cosmology",*OXFORD 1*969
[6] Зельдович И.Д. Новиков И.Д. "Релятивистская астрофизика " , 1967 г Москва, Наука
[7] Швебер С."Введение в релятивистскую квантовую теорию поля" 1963 г, стр.102, Москва, ИИЛ,

Article received: 2011-07-10