

УДК 539. 391+514. 764.2

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ ДЛЯ КОЛЛАПСИРУЮЩЕЙ ЗАМКНУТОЙ НУЛЬ-СТРУНЫ

*Леяков А.П., Карпенко А.С.*

*Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Украина  
E-mail: [ansersar@gmail.com](mailto:ansersar@gmail.com)*

В работе предложен общий вид распределения потенциала вещественного безмассового скалярного поля для «размазанной» нуль-струны коллапсирующей в плоскости  $z = 0$ . Найдены условия на потенциал скалярного поля, при которых в пределе сжатия в одномерный объект компоненты тензора энергии-импульса скалярного поля асимптотически совпадают с компонентами тензора энергии-импульса замкнутой нуль-струны движущейся по той же траектории.

**Ключевые слова:** нуль-струна, скалярное поле, космология.

### ВВЕДЕНИЕ

Одно из направлений теории струн состоит в исследовании роли одномерно-протяженных объектов в космологии. Калибровочные теории Великого объединения, основанные на идее спонтанного нарушения симметрии, предсказывают возможность образования в процессе фазовых переходов в ранней Вселенной одномерных топологических дефектов получивших название космических струн [1]. Нуль-струны реализуют предел нулевого натяжения в теории струн. Интерес к космическим струнам, а также к другим [2] топологическим решениям: монополи, мембраны, ежи..., обусловлен той ролью, которую топологические дефекты, возможно, играют в процессе эволюции Вселенной. Например струнные механизмы образования первичных неоднородностей плотности вещества в ранней Вселенной, проблема черной материи, инфляционный сценарий с участием струн. Известно, что по своим физическим свойствам эти объекты отличаются от обычной материи [1-3].

Целью работы является:

- Построение общего выражения функции распределения потенциала вещественного безмассового скалярного поля для «размазанной» нуль-струны коллапсирующей в плоскости  $z = 0$ .
- Поиск условий на потенциал скалярного поля, при которых, в пределе сжатия в одномерный объект, компоненты тензора энергии-импульса скалярного поля асимптотически совпадают с компонентами тензора энергии-импульса замкнутой нуль-струны движущейся по той же траектории.

Компоненты тензора энергии-импульса для нуль-струны имеют вид [4]:

$$T^{mn} \sqrt{-g} = \gamma \int d\tau d\sigma x_{,\tau}^m x_{,\tau}^n \delta^4(x^l - x^l(\tau, \sigma)), \quad (1)$$

где индексы  $m, n, l$  принимают значения  $0, 1, 2, 3$ , функции  $x^m = x^m(\tau, \sigma)$  определяют траекторию движения нуль-струны,  $\tau$  и  $\sigma$  параметры на мировой поверхности нуль-струны  $x^m_{,\tau} = \partial x^m / \partial \tau$ ,  $g = |g_{mn}|$ ,  $g_{mn}$  - метрический тензор внешнего пространства,  $\gamma = const$ . В цилиндрической системе координат  $x^0 = t$ ,  $x^1 = \rho$ ,  $x^2 = \theta$ ,  $x^3 = z$ , функции  $x^m(\tau, \sigma)$ , определяющие траекторию движения замкнутой нуль-струны, коллапсирующей в плоскости  $z = 0$ , имеют следующий вид:

$$t = \tau, \rho = -\tau, \theta = \sigma, z = 0, \tau \in (-\infty, 0]. \quad (2)$$

Используя симметрии траектории (2), общее выражение квадратичной формы, описывающей рассматриваемое движение нуль-струны, может быть представлено в виде

$$dS^2 = e^{2\nu}(dt)^2 - A(d\rho)^2 - B(d\theta)^2 - e^{2\mu}(dz)^2, \quad (3)$$

где  $\nu, \mu, A, B$  функции переменных  $t, \rho, z$ . Поскольку траектория (2) должна быть одним из решений уравнений движения нуль-струны, то можно получить дополнительные условия на метрические функции, при которых траектория движения нуль-струны, задаваемое равенствами (2), остается неизменной. Движение нуль-струны в псевдоримановом пространстве определяется следующей системой уравнений [3]:

$$x^m_{,\tau\tau} + \Gamma^m_{pq} x^p_{,\tau} x^q_{,\tau} = 0, \quad (4)$$

$$g_{mn} x^m_{,\tau} x^n_{,\tau} = 0, \quad g_{mn} x^m_{,\tau} x^n_{,\sigma} = 0, \quad (5)$$

где  $\Gamma^m_{pq}$  - символы Кристоффеля. Первое уравнение из (5) для (2) имеет вид  $e^{2\nu} - A = 0$ , откуда

$$e^{2\nu} = A, \quad (6)$$

а оставшиеся уравнения (4), (5) для (2), (3) при условии (6), приводятся к единственному уравнению  $v_{,\rho} - v_{,\tau} = 0$ , откуда

$$v = v(\eta, z), \quad (7)$$

где  $\eta = t + \rho$ . Анализ системы уравнений Эйнштейна для квадратичной формы (3), при условиях (6), (7), позволяет доопределить функциональную зависимость метрических функций, а именно:

$$\mu = \mu(\eta, z), \quad B = B(\eta, z), \quad (8)$$

при этом сама система Эйнштейна может быть представлена в виде

$$-\mu_{,\eta\eta} - \frac{B_{,\eta\eta}}{2B} - (\mu_{,\eta})^2 + \left(\frac{B_{,\eta}}{2B}\right)^2 + 2\nu_{,\eta} \left(\mu_{,\eta} + \frac{B_{,\eta}}{2B}\right) = \chi\gamma \frac{e^{2\nu-\mu}}{\sqrt{B}} \delta(\eta)\delta(z), \quad (9)$$

$$\nu_{,zz} + \frac{B_{,zz}}{2B} + (\nu_{,z})^2 - \left(\frac{B_{,z}}{2B}\right)^2 - \mu_{,z}\nu_{,z} - \frac{B_{,z}}{2B}(\mu_{,z} - \nu_{,z}) = 0, \quad (10)$$

$$\frac{B_{,\eta z}}{B} + 2\nu_{,\eta z} - \frac{1}{2} \frac{B_{,\eta}}{B} \frac{B_{,z}}{B} - \frac{B_{,\eta}}{B} \nu_{,z} - \frac{B_{,z}}{B} \mu_{,\eta} - 2\mu_{,\eta}\nu_{,z} = 0, \quad (11)$$

$$\frac{B}{e^{2\mu}} (2\nu_{,zz} + 3(\nu_{,z})^2 - 2\nu_{,z}\mu_{,z}) = 0, \quad (\nu_{,z})^2 + 2\nu_{,z} \frac{B_{,z}}{2B} = 0. \quad (12)$$

Для (6)-(8) получаем следующее выражение квадратичной формы (3)

$$dS^2 = e^{2\nu} \left( (dt)^2 - (d\rho)^2 \right) - B(d\theta)^2 - e^{2\mu} (dz)^2, \quad (13)$$

где  $\nu, \mu, B$  функции переменных  $\eta, z$ .

В дальнейшем, используя результат работы [5], будем рассматривать компоненты нуль-струнного тензора энергии-импульса как предел «размазанного» распределения, в качестве которого выберем вещественное безмассовое скалярное поле, поскольку в решаемой задаче мы рассматриваем скалярный нуль-объект.

### 1. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ЭЙНШТЕЙНА ДЛЯ «РАЗМАЗАННОЙ» ЗАДАЧИ

Тензор энергии-импульса для вещественного безмассового скалярного поля имеет следующий вид

$$T_{\alpha\beta} = \varphi_{,\alpha}\varphi_{,\beta} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} L, \quad (14)$$

где  $L = g^{\alpha\beta} \varphi_{,\alpha}\varphi_{,\beta}$ ,  $\varphi_{,\alpha} = \partial\varphi/\partial\alpha$ ,  $\varphi$ -потенциал скалярного поля, индексы  $\alpha, \beta$  принимают значения 0,1,2,3. Для само-согласованности уравнений Эйнштейна построенных для (13), (14), будем требовать

$$T_{\alpha\beta} = T_{\alpha\beta}(\eta, z) \rightarrow \varphi = \varphi(\eta, z). \quad (15)$$

Расписывая (14) для (13), (15), находим

$$\begin{aligned} T_{00} &= (\varphi_{,\eta})^2 + \frac{e^{2(\nu-\mu)}}{2} (\varphi_{,z})^2, \quad T_{11} = (\varphi_{,\eta})^2 - \frac{e^{2(\nu-\mu)}}{2} (\varphi_{,z})^2, \\ T_{22} &= -\frac{Be^{-2\mu}}{2} (\varphi_{,z})^2, \quad T_{33} = \frac{1}{2} (\varphi_{,z})^2, \quad T_{01} = (\varphi_{,\eta})^2, \quad T_{03} = T_{13} = \varphi_{,\eta}\varphi_{,z}. \end{aligned} \quad (16)$$

Система уравнений Эйнштейна для (13), (16) может быть представлена в следующем виде

$$2\nu_{,\eta}\mu_{,\eta} + 2\nu_{,\eta} \frac{B_{,\eta}}{2B} - \mu_{,\eta\eta} - (\mu_{,\eta})^2 - \frac{B_{,\eta\eta}}{2B} + \left(\frac{B_{,\eta}}{2B}\right)^2 = \chi(\varphi_{,\eta})^2, \quad (17)$$

$$2v_{,zz} + 2\frac{B_{,zz}}{2B} + 2(v_{,z})^2 - 2\left(\frac{B_{,z}}{2B}\right)^2 - 2v_{,z}\mu_{,z} - 2\frac{B_{,z}}{2B}(\mu_{,z} - v_{,z}) = -\chi(\varphi_{,z})^2, \quad (18)$$

$$\frac{-B_{,\eta z}}{2B} - v_{,\eta z} + \frac{B_{,z}}{2B} \frac{B_{,\eta}}{2B} + \frac{B_{,\eta}}{2B} v_{,z} + \frac{B_{,z}}{2B} \mu_{,\eta} + \mu_{,\eta} v_{,z} = \chi\varphi_{,\eta}\varphi_{,z}, \quad (19)$$

$$2v_{,zz} + 3(v_{,z})^2 - 2v_{,z}\mu_{,z} = -\frac{\chi}{2}(\varphi_{,z})^2, \quad (v_{,z})^2 + 2v_{,z}\frac{B_{,z}}{2B} = \frac{\chi}{2}(\varphi_{,z})^2. \quad (20)$$

Рассмотрим полученную систему уравнений (17)–(20) для распределения скалярного поля, сконцентрированного внутри “тонкого” кольца, для которого переменные  $\eta$  и  $z$  изменяются в пределах

$$\eta \in [-\Delta\eta; \Delta\eta], \quad z \in [-\Delta z; \Delta z], \quad (21)$$

где положительные константы  $\Delta\eta$  и  $\Delta z$  определяют “толщину” кольца

$$\Delta\eta \ll 1, \quad \Delta z \ll 1, \quad (22)$$

и в пределе сжатия такого “тонкого” кольца в одномерный объект (нуль-струну)

$$\Delta\eta = 0, \quad \Delta z = 0. \quad (23)$$

Тогда пространство-время, в котором движется такая “размазанная” нуль-струна и для которого переменные  $\eta$  и  $z$  изменяются в пределах

$$\eta \in (-\infty; +\infty), \quad z \in (-\infty; +\infty), \quad (24)$$

условно можно разбить на три области:

- область I, для которой (рис.1)

$$\eta \in (-\infty; -\Delta\eta) \cup (\Delta\eta; +\infty), \quad z \in (-\infty; +\infty), \quad (25)$$

- область II, для которой (рис.1)

$$\eta \in [-\Delta\eta; \Delta\eta], \quad z \in (-\infty; -\Delta z) \cup (\Delta z; +\infty), \quad (26)$$

- область III, для которой (рис.1)

$$z \in [-\Delta z; \Delta z], \quad \eta \in [-\Delta\eta; \Delta\eta]. \quad (27)$$

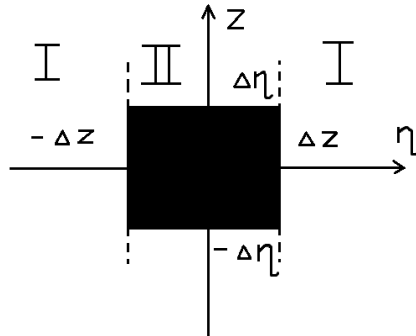


Рис. 1. На рисунке, схематично, в переменных  $z, \eta$ , представлено сечение пространства плоскостью  $\theta = const$ , а также условное разбиение пространства на три области определяемых (25)-(27). Область III выделена черным цветом.

Поскольку при стягивании скалярного поля в струну система уравнений (17)–(20) для скалярного поля должна асимптотически стремиться к системе (9)–(12) для замкнутой нуль-струны, то в области I, II (рис.1)

$$\varphi = 0, \varphi_{,z} = 0, \varphi_{,\eta} = 0, \quad (28)$$

а в области III, в общем случае,

$$\varphi \neq 0, \varphi_{,z} \neq 0, \varphi_{,\eta} \neq 0. \quad (29)$$

Сравнивая систему уравнений (9)–(12) для замкнутой нуль-струны с системой (17)–(20), можно сделать вывод о том, что при стягивании скалярного поля в струну, то есть при  $\Delta\eta = 0, \Delta z = 0$

$$(\varphi_{,z})^2 = 0, (\varphi_{,\eta})^2 \rightarrow \infty, (\varphi_{,z}\varphi_{,\eta}) = 0. \quad (30)$$

В области I, согласно (28), при любом фиксированном значении переменной  $\eta = \eta_0 \in (-\infty; -\Delta\eta) \cup (\Delta\eta; +\infty)$  и для всех значений  $z \in (-\infty; +\infty)$ , потенциал скалярного поля

$$\varphi(\eta_0, z) = 0, \quad (31)$$

если же рассматривать распределение потенциала скалярного поля при любом фиксированном значении переменной  $\eta = \eta_0 \in [-\Delta z; \Delta z]$ , (области II и III), то в случае, когда переменная  $z \in (-\infty; -\Delta z) \cup (\Delta z; +\infty)$  (область II), должно быть выполнено

$$\varphi(\eta_0, z) = 0, \quad (32)$$

а при  $z \in [-\Delta z; \Delta z]$  (область III)

$$\varphi(\eta_0, z) \neq 0. \quad (33)$$

## 2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ ДЛЯ «РАЗМАЗАННОЙ» НУЛЬ-СТРУНЫ

Для полученных условий (31)–(33) распределение потенциала скалярного поля удобно представить в виде

$$\varphi(z, \eta) = -\ln(\alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z)), \quad (34)$$

где функции  $\alpha(\eta)$  и  $\lambda(\eta)$  симметричны относительно инверсии  $\eta$  на  $-\eta$ :

$$\alpha(\eta) = \alpha(-\eta), \lambda(\eta) = \lambda(-\eta). \quad (35)$$

Функция  $\alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z)$  ограничена

$$0 < \alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z) \leq 1, \quad (36)$$

а потенциал скалярного поля (34), в области (36), может принимать значения от

$$\varphi = 0, \text{ при } \alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z) = 1, \quad (37)$$

и до

$$\varphi \rightarrow \infty, \text{ при } \alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z) \rightarrow 0, \quad (38)$$

причем в области I, в соответствии с (31) и (37)

$$\alpha(\eta)=1, \lambda(\eta)=0. \quad (39)$$

Поскольку, согласно (32), потенциал скалярного поля в области II равен нулю, то при  $\eta \in [-\Delta\eta; \Delta\eta]$  и любом фиксированном значении переменной  $z = z_0 \in (-\infty; -\Delta z) \cup (\Delta z; +\infty)$ , должно быть выполнено

$$\alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z_0) = 1. \quad (40)$$

В области III,  $\varphi \neq 0$ , поэтому для тех же значений  $\eta \in [-\Delta\eta; \Delta\eta]$  и при  $z = z_0 \in [-\Delta z; \Delta z]$

$$0 < \alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z_0) < 1. \quad (41)$$

Из (40) следует, что при всех  $z \in (-\infty; -\Delta z) \cup (\Delta z; +\infty)$  значения функции  $f(z)$  постоянны

$$f(z) = f_0 = const, \quad (42)$$

причем  $f_0 \neq 0$ , а функции  $\alpha(\eta)$  и  $\lambda(\eta)$  связаны между собой

$$\lambda(\eta) = (1 - \alpha(\eta)) / f_0. \quad (43)$$

Подставляя (43) в (42) получаем, что в области III ( $\varphi \neq 0$ )

$$0 < \alpha(\eta) + (1 - \alpha(\eta))f(z) / f_0 < 1, \quad (44)$$

тогда из (38), (44) следует, что при  $\varphi \rightarrow \infty$

$$\alpha(\eta) \rightarrow 0, f(z) \rightarrow 0. \quad (45)$$

Таким образом, в выражении для потенциала скалярного поля (34), функции  $\alpha(\eta)$  и  $f(z)$  ограниченные и для всех  $z \in (-\infty; +\infty)$  и  $\eta \in (-\infty; +\infty)$  принимают значения

$$0 \leq \alpha(\eta) \leq 1, 0 \leq f(z) \leq f_0. \quad (46)$$

Поведение функции  $f(z)$  при  $z \in (-\infty; -\Delta z) \cup (\Delta z; +\infty)$  определяется равенством (42), при  $z \rightarrow 0$ , согласно (45)

$$f(z) \rightarrow 0. \quad (47)$$

Дифференцируя (34), с учетом (43), по переменным  $z$  и  $\eta$  получаем

$$\varphi_{,\eta} = -\frac{\alpha_{,\eta}(1 - f(z)/f_0)}{\alpha(\eta) + (1 - \alpha(\eta))f(z)/f_0}, \varphi_{,z} = -\frac{(1 - \alpha(\eta))f_{,z}/f_0}{\alpha(\eta) + (1 - \alpha(\eta))f(z)/f_0}. \quad (48)$$

Подставляя (39), (40), (41) в (48) получаем, что в области I, II:  $\varphi_{,z} = 0$ ,  $\varphi_{,\eta} = 0$ , что согласуется с (28). В области III (рис.1), при  $z \rightarrow 0$ , с учетом (47), первое равенство (48) можно представить в виде

$$\varphi_{,\eta} = -\alpha_{,\eta} / \alpha(\eta), \quad (49)$$

Откуда, согласно (30), при  $\Delta\eta = 0$ ,  $\Delta z = 0$

$$|\alpha_{,\eta} / \alpha(\eta)| \rightarrow \infty. \quad (50)$$

Второе равенство из (48) при  $z \rightarrow 0$ , можно представить в виде

$$\varphi_{,z} = -f_{,z} / f(z), \quad (51)$$

откуда при  $\Delta z = 0$ ,  $\Delta \eta = 0$ , согласно (30)

$$f_{,z} / f(z) = 0. \quad (52)$$

С другой стороны, рассматривая равенства (48) в некоторой малой окрестности окружности  $\eta = 0$ ,  $z = 0$ , то есть внутри области, в которой сконцентрировано скалярное поле и для которой, в соответствии с (37), (38)  $\frac{f(z)}{f_0} \ll 1$  и  $\alpha(\eta) \ll 1$ ,

можно записать

$$\varphi_{,z} \varphi_{,\eta} = \frac{\alpha_{,\eta} / \alpha(\eta) \cdot f_{,z} / f(z)}{\left(1 + \frac{1}{f_0} \frac{f(z)}{\alpha(\eta)}\right) \left(1 + f_0 \frac{\alpha(\eta)}{f(z)}\right)}, \quad (53)$$

тогда, согласно (37), при  $\Delta z = 0$ ,  $\Delta \eta = 0$ , должно быть выполнено

$$(\alpha_{,\eta} f_{,z}) / (\alpha(\eta) f(z)) = 0. \quad (54)$$

В качестве примера, можно привести следующий выбор функций  $\alpha(\eta)$  и  $f(z)$ , удовлетворяющих найденным условиям

$$\alpha(\eta) = \exp\left\{-\frac{1}{\varepsilon + (\xi\eta)^2}\right\}, \quad (55)$$

$$f(z) = f_0 \exp\left\{-\mu \left(1 - \exp\left\{-\frac{1}{(\zeta z)^2}\right\}\right)\right\}, \quad (56)$$

где  $\xi$  и  $\zeta$  определяют размер «толщину» кольца, внутри которого сконцентрировано скалярное поле, соответственно, по переменным  $z$  и  $\eta$ , а именно, как следует из (55), (56), при

$$\Delta z \rightarrow 0, \quad \xi \rightarrow \infty, \quad \Delta \eta \rightarrow 0, \quad \zeta \rightarrow \infty, \quad (57)$$

а положительные константы  $\varepsilon$  и  $\mu$  обеспечивают выполнение условий (47), (50), (52), при  $z = 0$ ,  $\eta = 0$ ,  $\Delta z = 0$ ,  $\Delta \eta = 0$ , а именно, при

$$\Delta z \ll 1, \quad \varepsilon \ll 1, \quad \Delta \eta \ll 1, \quad \mu \gg 1, \quad (58)$$

а при дальнейшем сжатии в одномерный объект (нуль-струну), то есть при  $\Delta z = 0$ ,  $\Delta \eta = 0$

$$\varepsilon = 0, \quad \mu \rightarrow \infty. \quad (61)$$

Используя (43), (55), (56) для (34) получаем выражение одного из возможных распределений потенциала безмассового вещественного скалярного поля, компоненты тензора энергии-импульса, для которого в пределе сжатия в одномерный объект асимптотически совпадают с компонентами тензора энергии-импульса замкнутой нуль-струны.

На рис.2 представлено распределение функции  $\alpha(\eta) + (1 - \alpha(\eta))f(z)/f_0$  в области  $\eta \in [-10;10]$ ,  $z \in [-10;10]$ , для функций  $\alpha(\eta)$ ,  $f(z)$ , заданных равенствами (55), (56), которые соответствуют выбору значений констант а)  $\xi = \zeta = \mu = 1$ ; б)  $\xi = \zeta = \mu = 4$ . Из представленного рисунка видно, что с увеличением значений констант  $\xi$ ,  $\zeta$ , область, в которой функция  $\alpha(\eta) + (1 - \alpha(\eta))f(z)/f_0$  отлична от единицы (т.е. область, в которой сконцентрировано скалярное поле и потенциал скалярного поля, отличен от нуля) сжимается, чему соответствует уменьшение «толщины» кольца, в котором сконцентрировано скалярное поле.

На рис.3-5, представлены различные пространственно-временные сечения (по переменным  $t$ ,  $\rho$ ,  $\theta$ ) для замкнутой «размазанной» нуль-струны коллапсирующей в плоскости  $z = 0$  в области  $\eta \in [-10;10]$ ,  $z \in [-10;10]$ , для функций  $\alpha(\eta)$ ,  $f(z)$ , заданных равенствами (55), (56). Отметим, что в представленных рис.3-5, черным цветом выделена область, в которой  $\varphi = 0$ .

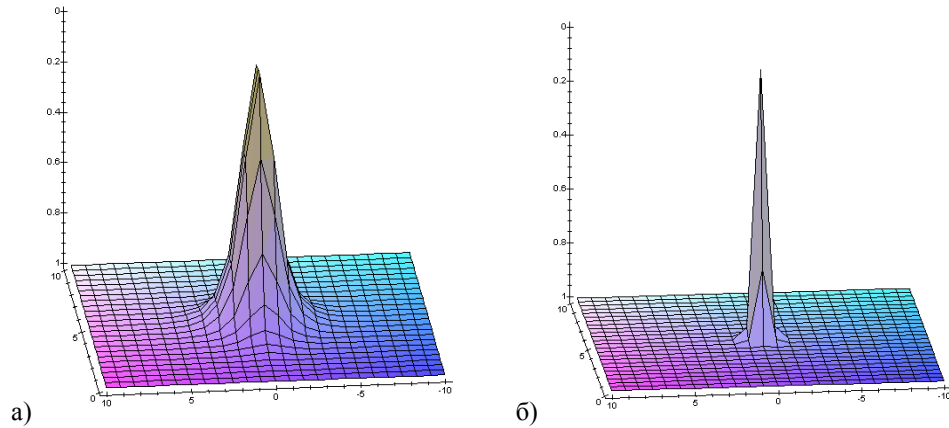


Рис. 2. Распределение функции  $\alpha(\eta) + (1 - \alpha(\eta))f(z)/f_0$ , где,  $\eta \in [-10;10]$ ,  $z \in [-10;10]$  при: а)  $\xi = \zeta = \mu = 1$ , б)  $\xi = \zeta = \mu = 4$ .

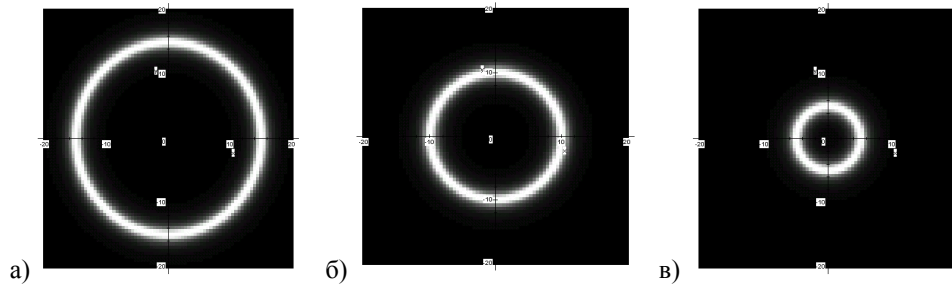
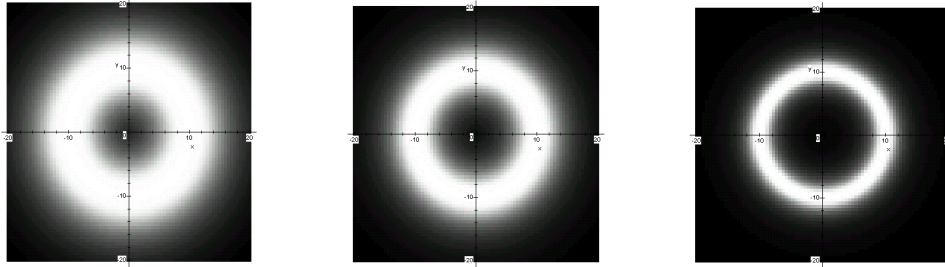


Рис. 3. На рисунках для  $\varepsilon = 0.01$ ,  $\xi = 1.3$ ,  $\mu = 4$ ,  $\zeta = 1.3$ ,  $z = 0.01$ , представлены распределения потенциала скалярного поля, задаваемого (34), (55), (56) по переменной  $t$ : а)  $t = -15$ , б)  $t = -10$ , в)  $t = -5$ .

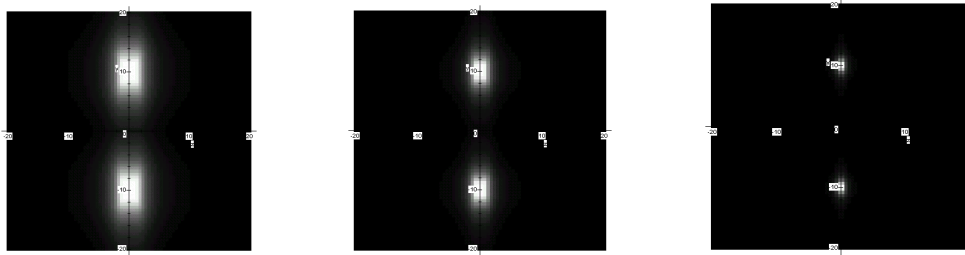


Из приведенных рис.3-5 непосредственно следует, что с увеличением значений переменной  $t$  (рис.3) радиус «размазанной» нуль-струны уменьшается (нуль-струна коллапсирует в плоскости  $z = 0$ ), а при увеличении значений констант  $\xi$ ,  $\zeta$  (рис.4,5) область, в которой потенциал скалярного поля отличен от нуля, сжимается, т.е. уменьшается «толщина» кольца, в котором сконцентрировано скалярное поле.



а) б) в)

Рис. 4. На рисунках для  $\varepsilon = 0.01$ ,  $\mu = 4$ ,  $\zeta = 1.3$ ,  $z = 0.01$ ,  $t = -10$  представлены распределения потенциала скалярного поля, задаваемого (34), (55), (56) по переменной  $\rho$ : а)  $\xi = 0.2$ , б)  $\xi = 0.3$ , в)  $\xi = 0.6$ .



а) б) в)

Рис. 5. На рисунках для  $\varepsilon = 0.01$ ,  $\mu = 4$ ,  $\zeta = 1.3$ ,  $z = 0.01$ ,  $t = -10$  представлено распределения потенциала скалярного поля, задаваемого (34), (55), (56) на поверхности  $\theta = const$ : а)  $\xi = 0.3$ , б)  $\xi = 0.5$ , в)  $\xi = 1.3$ .

### ВЫВОДЫ

В работе предложен общий вид распределения потенциала безмассового вещественного скалярного поля для «размазанной» нуль-струны коллапсирующей в плоскости  $z = 0$ . Найдены условия на потенциал скалярного поля, при которых в пределе сжатия скалярного поля в одномерный объект, компоненты тензора энергии-импульса скалярного поля асимптотически совпадают с компонентами тензора энергии-импульса замкнутой нуль-струны движущейся по этой же траектории. Приведён пример распределения потенциала скалярного поля, удовлетворяющего найденным условиям. Следующим этапом предложенной работы станет интегрирование системы уравнений Эйнштейна для найденного

распределения скалярного поля и анализ гравитационного поля, порождаемого коллапсирующей нуль-струной.

#### Список литературы

1. Vilenkin A. Cosmic strings and other topological defects /Vilenkin A., Shellard E.P.S. – Cambridge Univ. Press, 1994. – 534 p.
2. Линде А.Д. Физика элементарных частиц и космология / Линде А.Д. – М.: Наука, 1990. – 275 с.
3. Peebles P.S.E. Principles of physical cosmology / Peebles P.S.E. - Princeton University Press, 1994. – 850 p.
4. Roshchupkin S.N. Friedmann universes and exact solutions in string cosmology / Roshchupkin S.N., Zheltukhin A.A. // Class. Quantum. Grav. – 1995. – V.12. – P. 2519-2524.
5. Lelyakov O.P. Scalar field potential distribution for a “thick” null string of constant radius / Lelyakov O.P. // Ukr. J. Phys. – 2011. – V. 56, №3. – P. 296-302.

**Лесяков О.П. Розподіл потенціалу скалярного поля для замкненої нуль струни, що колапсує / Лесяков О.П., Карпенко А.С. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2011. – Т. 24(63), №2. – С. 3-12.**

У роботі запропоновано загальний вигляд розподілу потенціалу безмасового дійсного скалярного поля для «розмазаної» нуль-струни, що колапсує в площині  $z = 0$ . Знайдено умови на потенціал скалярного поля, при яких, при стисканні скалярного поля в одновимірний об'єкт, компоненти тензора енергії-імпульсу скалярного поля асимптотично збігаються з компонентами тензора енергії-імпульсу замкненої нуль-струни яка прямує по тій же траєкторії.

**Ключові слова:** нуль-струна, скалярне поле, космологія.

**Lelyakov A.P. Scalar field potential distribution for a “thick” collapsing null string / Lelyakov A.P., Karpenko A.S. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2011 – Vol. 24(63), No.2 – P. 3-12.**

In this article, we have received, the general view of distribution of potential scalar field for “thick” null string collapsing in plane  $z = 0$ . Conditions on potential of a scalar field at which, within the limits of compression of a scalar field in one-dimensional object, the stress energy tensor components of a scalar field coincide with components stress energy tensor of the closed null string moving on the same trajectory are found.

**Keywords:** null string, scalar field, cosmology.

*Поступила в редакцію 26.04.2011 г.*