

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ
Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ



Студенттер мен жас ғалымдардың
«ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ БІЛІМ - 2016» атты
XI Халықаралық ғылыми конференциясының
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
XI Международной научной конференции
студентов и молодых ученых
«НАУКА И ОБРАЗОВАНИЕ - 2016»

PROCEEDINGS
of the XI International Scientific Conference
for students and young scholars
«SCIENCE AND EDUCATION - 2016»

2016 жыл 14 сәуір
Астана

**ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ
Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ**

**Студенттер мен жас ғалымдардың
«Ғылым және білім - 2016»
атты XI Халықаралық ғылыми конференциясының
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ**

**СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
XI Международной научной конференции
студентов и молодых ученых
«Наука и образование - 2016»**

**PROCEEDINGS
of the XI International Scientific Conference
for students and young scholars
«Science and education - 2016»**

2016 жыл 14 сәуір

Астана

ӘӨЖ 001:37(063)

КБЖ 72:74

Ғ 96

Ғ96 «Ғылым және білім – 2016» атты студенттер мен жас ғалымдардың XI Халық. ғыл. конф. = XI Межд. науч. конф. студентов и молодых ученых «Наука и образование - 2016» = The XI International Scientific Conference for students and young scholars «Science and education - 2016» . – Астана: <http://www.enu.kz/ru/nauka/nauka-i-obrazovanie/>, 2016. – б. (қазақша, орысша, ағылшынша).

ISBN 978-9965-31-764-4

Жинаққа студенттердің, магистранттардың, докторанттардың және жас ғалымдардың жаратылыстану-техникалық және гуманитарлық ғылымдардың өзекті мәселелері бойынша баяндамалары енгізілген.

The proceedings are the papers of students, undergraduates, doctoral students and young researchers on topical issues of natural and technical sciences and humanities.

В сборник вошли доклады студентов, магистрантов, докторантов и молодых ученых по актуальным вопросам естественно-технических и гуманитарных наук.

ӘӨЖ 001:37(063)

КБЖ 72:74

ISBN 978-9965-31-764-4

©Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия
ұлттық университеті, 2016

$$\partial_t \left[-a(t) \frac{12\dot{H}H^2 F_{TT} - \dot{H}F_T + \frac{1}{2}F - k^2\rho}{\left[2\bar{\alpha}^2 \frac{\dot{\lambda}^2(t)e^{2\lambda(t)}}{a^2(t)} + 2\bar{\alpha}^2 \frac{e^{2\lambda(t)}}{a^2(t)} \left[\dot{\lambda}(t) - 2\bar{\alpha}^2 \frac{e^{2\lambda(t)}}{a^2(t)} \right] \right]} \dot{\lambda} e^{\lambda(t)} \right] -$$

$$- \frac{2\bar{\alpha}^2}{a(t)} \frac{12\dot{H}H^2 F_{TT} - \dot{H}F_T + \frac{1}{2}F - k^2\rho}{\left[2\bar{\alpha}^2 \frac{\dot{\lambda}^2(t)e^{2\lambda(t)}}{a^2(t)} + 2\bar{\alpha}^2 \frac{e^{2\lambda(t)}}{a^2(t)} \left[\dot{\lambda}(t) - 2\bar{\alpha}^2 \frac{e^{2\lambda(t)}}{a^2(t)} \right] \right]} e^{3\lambda(t)} = 0 \quad (15)$$

Это уравнение движения, представляет собой дифференциальное уравнение для $\lambda(t)$. Следовательно, мы можем описать соответствующую теорию Янга-Миллса, которая воспроизводит выбранную космологию. Анализ рассмотренный выше фактически приводит к математическому решению проблемы.

Список использованных источников

1. S. Perlmutter et al., Supernova Cosmology Project Collaboration. // J. Astrophys. 1999. № 517. P. 565.
2. E. Elizalde and A. J. Lopez-Revelles, Reconstructing cosmic acceleration from modified and non-minimal gravity: The Yang-Mills case // Электронный ресурс: arXiv:1004.5021. 2010. №2.

УДК 517.95

СОЛИТОННЫЕ РЕШЕНИЯ ДВУМЕРНОГО НЕЛИНЕЙНОГО УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА

Жаппарова Мадина Серікбайқызы

madina_808@mail.ru

Магистрант физико-технического факультета,

ЕНУ им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

Научный руководитель – Шайхова Г.Н

Введение. Всем известно, что нелинейная природа действительной системы рассматривается как основополагающая современная наука. Нелинейность это удивительное свойство, которое имеет множество применений почти во всех областях науки. Обычно нелинейные явления моделируются нелинейными обычными дифференциальными уравнениями или дифференциальными уравнениями в частных производных. Многие из нелинейных дифференциальных уравнений вполне интегрируемы. Это означает, что они имеют класс интересных точных решений, таких как солитоны, дромиионы, волны разрушители и т.д. Они имеют как большой математический, так и физический интерес и исследование солитонов стало одним из самых захватывающих и чрезвычайно активных областей исследований в области современной науки и техники в последние несколько десятилетий. В частности, многие из вполне интегрируемых нелинейных дифференциальных уравнений найдены и изучены. Среди таких интегрируемых нелинейных систем уравнение Шредингера играет важную роль[1].

Нелинейное уравнение Шредингера (НУШ) описывает распространение солитона в волокнах с резонирующей и эрбиевой системой и имеет (1+1) размерность. Целью данной

статьи является представление преобразования Дарбу для двумерного НУШ и нахождение его солитонных решений.

Двумерное нелинейное уравнение Шредингера. Соответствующие пары Лакса для двумерного НУШ имеют вид:

$$\Psi_x = A\Psi, \quad (2.1)$$

$$\Psi_t = 2\lambda\Psi_y + B\Psi, \quad (2.2)$$

где A и B определяются как

$$A = -i\lambda\sigma_3 + A_0, \quad (2.3)$$

$$B = B_0. \quad (2.4)$$

где A_0, B_0 и σ_3 определяются как

$$A_0 = \begin{pmatrix} 0 & q \\ -r & 0 \end{pmatrix}, B_0 = -0.5iv\sigma_3 + i\begin{pmatrix} 0 & q_y \\ r_y & 0 \end{pmatrix}, \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

Заменяя $r = \delta q^*$, где $*$ означает комплексное сопряжение и δ - действительная постоянная. Тогда система уравнений (2.1)-(2.2) будет иметь следующий вид [2]:

$$iq_t + q_{xy} - vq = 0, \quad (2.6)$$

$$v_x + 2\delta(|q|^2)_y = 0. \quad (2.7)$$

Преобразование Дарбу. Преобразование Дарбу является эффективным методом для нахождения точных решений, таких как солитоны, дромиионы, позитон, бризер, волны разрушители для интегрируемых уравнений. Построим преобразование Дарбу для двумерного НУШ используя представление Лакса. Рассмотрим следующее преобразование уравнений (2.1)-(2.2):

$$\Psi' = T\Psi = (\lambda I - M)\Psi, \quad (3.1)$$

такое, что

$$\Psi'_x = A'\Psi', \quad (3.2)$$

$$\Psi'_t = 2\lambda\Psi'_y + B'\Psi', \quad (3.3)$$

где A' и B' зависят от q' , v' и λ . Здесь

$$M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}, \quad I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.4)$$

Отношения между q' , v' , λ и A' - B' такие же как отношения между q , v , λ и A - B . Для выполнения (3.2)-(3.3), T должен удовлетворять следующим уравнениям:

$$T_x + TA = A'T, \quad (3.5)$$

$$T_t + TB = 2\lambda T_y + B'T. \quad (3.6)$$

Затем отношения q , v и q' , v' могут быть преобразованы из этих уравнений, которые и является преобразованием Дарбу для двумерного НУШ. Выписывая коэффициенты перед λ^i с двух сторон уравнения найдем:

$$\lambda^0 : M_x = A'_0 M - M A_0, \quad (3.7)$$

$$\lambda^1 : A'_0 = A_0 + i[M, \sigma_3], \quad (3.8)$$

$$\lambda^2 : iI\sigma_3 = i\sigma_3 I. \quad (3.9)$$

Из (3.8) получаем

$$q^{[1]} = q - 2im_{12}, \quad (3.10)$$

$$r^{[1]} = r - 2im_{21}, \quad (3.11)$$

или

$$q^{[1]} = q - 2im_{12}, \quad (3.12)$$

$$\delta q^{*[1]} = \delta q^* - 2im_{21}. \quad (3.13)$$

В результате получаем $m_{21} = -m_{12}^*$ для случая взаимодействия притяжения $\delta = +1$. Затем сравнивая коэффициенты λ^i с двух сторон уравнения (3.6) дают

$$\lambda^0 : -M_t = iB'_0 - B'_0 M + M B_0, \quad (3.14)$$

$$\lambda^1 : 2M_y = B'_0 - B_0. \quad (3.15)$$

В то же время, из (3.15) находим

$$v' = v + 4im_{11y} = v - 4im_{22y}. \quad (3.16)$$

Следовательно дополнительно получаем $m_{22} = m_{11}^*$. Так матрица M приобретает вид:

$$M = \frac{1}{\Delta} \begin{pmatrix} \lambda_1 |\psi_1|^2 + \lambda_2 |\psi_2|^2 & (\lambda_1 - \lambda_2) \psi_1 \psi_2^* \\ (\lambda_1 - \lambda_2) \psi_1^* \psi_2 & \lambda_1 |\psi_2|^2 + \lambda_2 |\psi_1|^2 \end{pmatrix}, \quad (3.17)$$

где

$$\Delta = |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2. \quad (3.18)$$

Для $m_{22} = m_{11}^*$ и $m_{21} = -m_{12}^*$ справедливо $\lambda_2 = \lambda_1^*$. В итоге получены следующие преобразования Дарбу для двумерного НУШ:

$$q^{[1]} = q - 2im_{12} = q - \frac{2i(\lambda_1 - \lambda_2) \psi_1 \psi_2^*}{\Delta}, \quad (3.19)$$

$$v^{[1]} = v + 4im_{11y} = v - 4i \left(\frac{\lambda_1 |\psi_1|^2 + \lambda_2 |\psi_2|^2}{\Delta} \right)_y. \quad (3.20)$$

1. Солитонные решения двумерного нелинейного уравнение Шредингера.

Чтобы получить односолитонные решения мы берем начальные решения заданными как $q = 0, v = 0$. Зададим $\lambda_1 = a + bi$. Затем соответствующая связанная линейная система имеет вид:

$$\Psi_{1x} = -i\lambda\Psi_1, \quad (4.1)$$

$$\Psi_{2x} = i\lambda\Psi_2, \quad (4.2)$$

$$\Psi_{1t} = 2\lambda\Psi_{1y}, \quad (4.3)$$

$$\Psi_{2t} = 2\lambda\Psi_{2y}. \quad (4.4)$$

Эта система допускает следующие точные решения:

$$\Psi_1 = e^{-i\lambda_1 x + i\mu_1 y + 2i\lambda_1 \mu_1 t + \delta_1 + i\delta_2}, \quad (4.5)$$

$$\Psi_2 = e^{i\lambda_1 x - i\mu_1 y - 2i\lambda_1 \mu_1 t - \delta_1 - i\delta_2 + i\delta_0}, \quad (4.6)$$

где $\mu_1 = c + id$, δ_i и c, d действительные постоянные. Односолитонные решения для двумерного НУШ определяется в виде:

$$q^{[1]} = \frac{2b e^L}{\cosh(N)}, \quad (4.7)$$

$$v^{[1]} = -\frac{2i(\lambda_1 e^N + \lambda_1^* e^{-N})}{\cosh(N)}, \quad (4.8)$$

где

$$L = -2iax + 2icy + 4i(ac - bd)t + 2\delta_2 i - \delta_0 i, \quad (4.9)$$

$$N = 2xb - 2yd - 4(ad + bc)t + 2\delta_1. \quad (4.10)$$

Ниже представлены графики односолитонных решений НУШ:

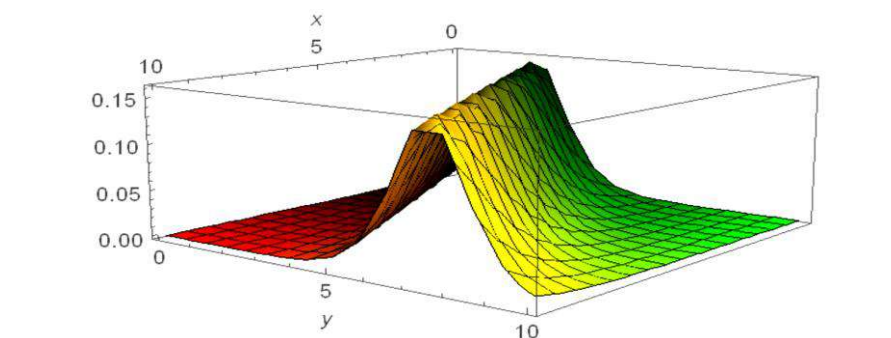


Рис.1 Односолитонное решение $q^{[1]}$, для $\lambda_1 = 0.1 + 0.2i$ и $\lambda_2 = 0.3 + 0.4i$.

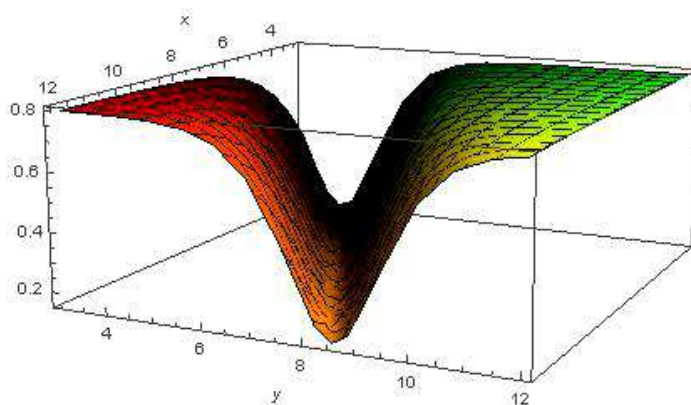


Рис.2 Односолитонное решение $v^{[1]}$, для $\lambda_1 = 0.1 + 0.2i$ и $\lambda_2 = 0.3 + 0.4i$.

Список использованных источников

1. A.I. Maimistov, E.A. Manykin. Propagation of ultrashort optical pulses in resonant nonlinear light guides // Sov. Phys. JETP. 1983. № 58. P.685-687
2. R.Myrzakulov, G. K. Mamyrbekova, G. N. Nugmanova, M. Lakshmanan. Integrable (2+1)-dimensional spin models with self-consistent potentials // Symmetry. 2015. №7 (3). P. 1352-1375
3. Shaikhova, K. Yesmakhanova, G. Mamyrbekova and R.Myrzakulov. Darboux transformation and solutions of the (2+1)-dimensional schrödinger-maxwell-bloch equation. Электронный ресурс: arXiv preprint arXiv:1402.4669

УДК. 524.832

МОДЕЛЬ $F(T)$ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ СО СПИНОРНЫМ ПОЛЕМ

Ибрагимов Рустам Игоревич

Green909090@mail.ru

Студент 4 курса физико-технического факультета

ЕНУ им. Л.Н.Гумилева, Астана, Казахстан

Научный руководитель – П.Ю. Цыба

Рассмотрим основные аспекты $F(T)$ теории гравитации, которая является обобщением телепараллель гравитации. Телепараллель теория описывается векторами тетрады e^A , определяемыми в касательном пространстве частного многообразия компонентами e^i_μ . Связанность Вайценбока вводится посредством

$$\tilde{\Gamma}^{\alpha}_{\mu\nu} = e_i^{\alpha} \partial_\nu e^i_\mu = -e^i_\mu \partial_\nu e_i^{\alpha}, \quad (1)$$

что приводит к нулевой ковариантной производной от векторов тетрады $\nabla_\mu e^i_\nu = 0$, по аналогии с теорией гравитации с кривизной, где связанность Леви-Чевиты приводит к равенству нулю ковариантной производной от метрического тензора. Действие для $F(T)$ гравитации [1, 2] определяется выражением