РУХАНИ ЖАҢҒЫРУ

20 АСТАНА

ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

Студенттер мен жас ғалымдардың
«ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ БІЛІМ - 2018»
XIII Халықаралық ғылыми конференциясы

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ

XIII Международная научная конференция
студентов и молодых ученых
«НАУКА И ОБРАЗОВАНИЕ - 2018»

The XIII International Scientific Conference
for Students and Young Scientists
«SCIENCE AND EDUCATION - 2018»

12th April 2018, Astana

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

Студенттер мен жас ғалымдардың «Ғылым және білім - 2018» атты XIII Халықаралық ғылыми конференциясының БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ XIII Международной научной конференции студентов и молодых ученых «Наука и образование - 2018»

PROCEEDINGS of the XIII International Scientific Conference for students and young scholars «Science and education - 2018»

2018 жыл 12 сәуір

Астана

УДК 378

ББК 74.58
Ғ 96

Ғ 96
«Ғылым және білім – 2018» атты студенттер мен жас ғалымдардың XIII Халықаралық ғылыми конференциясы = XIII Международная научная конференция студентов и молодых ученых «Наука и образование - 2018» = The XIII International Scientific Conference for students and young scholars «Science and education - 2018». – Астана: http://www.enu.kz/ru/nauka/nauka-i-obrazovanie/, 2018. – 7513 стр. (қазақша, орысша, ағылшынша).

ISBN 978-9965-31-997-6

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.

УДК 378

ББК 74.58

ISBN 978-9965-31-997-6

©Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, 2018

Полученные уравнения носят название билинейного уравнения Хироты, в честь японского физика R. Hirota, предложившего его в 1971 году в работе [5-7], а переход от нелинейного уравнения к линейному, по каждой входящей в него переменной и однородной степени два, в этом смысле - методом Хироты.

Далее солитонное решение ищется в виде формального ряда теории возмущений по некоторому малому параметру ε:

$$G_1 = \varepsilon g_1^{(1)} + \varepsilon^3 g_3^{(1)} + \ldots,$$
$$G_2 = \varepsilon g_1^{(2)} + \varepsilon^3 g_3^{(2)} + \ldots,$$
$$F = 1 + \varepsilon^2 f_2 + \varepsilon^4 f_4 + \ldots.$$

Подставляя эти ряды в билинейное уравнение Хироты и разлогая по степеням ε, получим серию линейных уравнений, где находится N-солитонное решение [8-9].

Список использованных источников

1. Boiti M., Martina L., Pempinelli F. Scattering of localized solitons in the plane // Phys. Lett. A, №132, 1988, P. 432–439.
2. Davey A. and Stewartson K. On three-dimensional packets of surface waves // Proc. Roy. Soc. London A, 338, 1974, P. 101—110.
3. Konopelchenko B., Sidorenko J. and Strampp W. (1+1)-dimensional integrable systems as symmetry constraints of (2+1) dimensional systems // Phys. Lett., A 157, 1991, P. 17—22.
4. Kavitha L., Srividya B., Gopi D. Exact propagating dromion-like localized wave solutions of generalized (2+1)-dimensional Davey–Stewartson equations // Comput. Math. Appl., 62, 2011, P. 4691-4707.
5. Hirota R. The Direct Method in Soliton Theory. Published in the United States of America by Cambridge University Press, New York, isbn-13 978-0-511-21663-3, 2004. P.213.
6. Berger K.M., Milewski P.A. The generation and evolution of lump solitary waves in surface-tension-dominated flows // SIAM J. Appl. Math., 61, 2000, P. 731–750.
7. Hirota R. The Direct Method in Soliton Theory, Cambridge University Press, Cambridge (2004)
8. Ma W.X., Zhou Y. Lump solutions to nonlinear partial differential equations via Hirota bilinear forms // J. Diff. Eqn., 264, 2018, P. 2633-2659
9. Gen D.P., Pu F.C., Zhao B.H. Exact solution for quantum Davey–Stewartson I system // Phys. Rev. Lett., 65, 1990, P. 3227–3229.

УДК 53.023

ҮШ ӨЛШЕМДІ КЕҢІСТІКТЕГІ СЫЗЫҚТЫ ЕМЕС ШРЕДИНГЕР ТЕҢДЕУІ

Стрелков Асет Викторович, Мейрбеков Бекдаулет

Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ Жалпы және теориялық физика кафедрасының 1-курс магистранты, Астана, Қазақстан

Ғылыми жетекшісі – К.К. Ержанов

Шредингер теңдеуі толқындық теңдеуі релятивистік емес кванттық механиканың негізгі теңдеуі. Мұны алғаш рет Э.Шредингер тапты (1926). Ньютонның механикадағы қозғалыс теңдеулері мен Максвелл электрдинамикадағы теңдеулері классик. физикада қандай түбегейлі рөл атқарса, Шредингер теңдеуі кванттық механикада сондай рөл атқарады. Шредингер теңдеуі толқындық функция (ψ - функция) арқылы кванттық нысандар күйінің уақыт бойынша өзгеруін сипаттайды. Бұл мақалада үш өлшемді кеңістік жағдай қарастырылады және де төмендегі теңдеу қарастырылады:

$$\frac{i\,\partial\psi}{\partial t} + \nabla^2\psi + 2\eta\psi|\psi|^2 = 0 \qquad (1)$$

Мұндағы $\psi(r,t)$ – комплексті фунцкия, η – сызықты емес затты параметр.

Негізгі формализм. Стационарлы шешімінің түрін табамыз:

$$\psi(r,t) = \varphi(r)e^{i\varepsilon t} \qquad (2)$$

Мұндағы ε – еркін параметр. (2)-ші теңдеуді (1)-ші теңдеуге қойсақ ол мынадай түрге ие болады:

$$\nabla^2\psi + \varepsilon\varphi - 2\eta\varphi|\varphi|^2 = 0 \qquad (3)$$

(3) – ші теңдеу заттық функция тобының шешіміне мүмкіндік береді және де ол бұлай жазылады:

$$\nabla^2\psi = \varepsilon\varphi - 2\eta\varphi^3 \qquad (4)$$

Егер $\varphi = \varphi\big(u(r)\big)$ түрінде алсақ, ол мынаны береді:

$$\varphi''(u) = \varepsilon\varphi(u) - 2\eta\varphi^3(u) \quad \text{немесе} \quad \varphi''(u) = \frac{\partial V(\varphi)}{\partial(\varphi)} \qquad (5)$$

$V(\varphi) = \left(\sqrt{\varepsilon - \eta\varphi^2}\right)\varphi^2/2$. $V(\varphi)$ – потенциалы $|\varphi| < \sqrt{\varepsilon/\eta}$ шартында теріс болмайды және φ_1=0, $\varphi_2 = \sqrt{\varepsilon/\eta}$, $\varphi_2 = -\sqrt{\varepsilon/\eta}$ нөлге тең болады. Мұнда k – еркін векторлық тұрақты,

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}.$$

$$\int d\varphi/\varphi\sqrt{\varepsilon - \eta\varphi^2} = k(r - r_0)/k$$

Интегралды шешіп, тұрақтыны ескерсек онда:

$$\varphi(r) = \frac{\sqrt{\varepsilon - \eta}}{ch(\sqrt{\varepsilon}k(r - r_0)/k}$$

Симметрияға сай (4) және (5) теңдеулер $\varphi \leftrightarrow -\varphi$ түрленуіне ие болады, сонымен қатар φ_a =- φ. Соңында теңдеу төменгі түрде жазылады:

$$\psi(r,t) = \frac{\pm a\exp\{ia^2\eta t\}}{ch(a\sqrt{\eta}k(r-r_0)/k}$$

Егер $\eta < 0$ онда :

$$\varphi''(u) = \varepsilon\varphi(u) + 2\eta\varphi^3(u)$$

$$V(\varphi) = (\varphi^2 + \frac{\varepsilon}{2|\eta|^2|\eta|})/2$$

$\eta < 0$ болған жағдайда ғана соңғы теңдеудің сингулярлы емес шешімі болады:

$$\varphi''(u) = 2|\eta|\varphi^3 - |\varepsilon|\, \varphi(u) \tag{6}$$

$\varepsilon = -(a^2 + q^2)$ шартын ескеретін болсақ, бастапқы теңдеу мынаған тең болады:

$$\psi(r,t) = \pm \frac{a}{\sqrt{2|\eta|}} \mathrm{th}\left[\frac{as(r)}{\sqrt{2}}\right] \{i[qr - (a^2 + q^2)t]\}$$

$$\nabla^2\varphi = (q^2 - \omega)\, \varphi - 2\eta\varphi^3 \tag{7}$$

Стационарлы емес шешімді төмендегідей өрнектеп, анықтауды бастаймыз:
$\psi(r,t) = \varphi\,(r,t)\, exp\{i(qr - \omega t + \varphi\, 0)\}$ осы теңдеуді (1) теңдеуге қойсақ мынаған ие боламыз:

$$\partial\varphi\, /\, \partial t\; +\; 2(q\nabla\varphi)\; =\; 0 \;\text{ немесе }\; \nabla^2\varphi\; =\; (q^2\; - \omega)\varphi\; -\; 2\eta\varphi^3 \tag{8}$$

$q^2 - \omega^2 = -a^2$ болған жағдайда теңдеуді келесідей жазылады:

$$\varphi''(s) = 2|\eta|\varphi^3(s) - a^2\varphi(s)$$

$$s(r,t) = \frac{k(r - r_0 - 2qt)}{k},$$

$\omega = a^2 + q^2$ шартын ескеретін болсақ алғашқы теңднудің түрі төмендегідей жазлады:

$$\psi(r,t) = \pm \frac{a}{\sqrt{2|\eta|}} \mathrm{th} \frac{ak(r - r_0 - 2qt)}{\sqrt{2}k} \times \exp\{i[qr - (a^2 + q^2)t + \varphi_0]\}$$

Жоғарыда көрсетілген шешімдерде амплитудалық функциялар гиберболалық секанс пен тангестің түріне ие және олардың аргументтері $s(r)$ сызықтық функциясы боп табылады. $s(r)$ сызықты функциясына тәуелді шешімдерді табу үшін бірінші ретті біртекті теңдеуінің толық интегралының орнына ерекше интегралдар қолданылды.

Осы айтқанды мысал ретінде көрсету үшін 7 және 8 теңдеулерді пайдаланамыз. 8 теңдеу үшін ерекше интегралды табамыз, ол еркін алынған k_x, k_y, k_z тұрақтыларын толық интегралда ескермейміз осы арқылы s-тен дифференция алып мәнін нөлге теңеиміз.

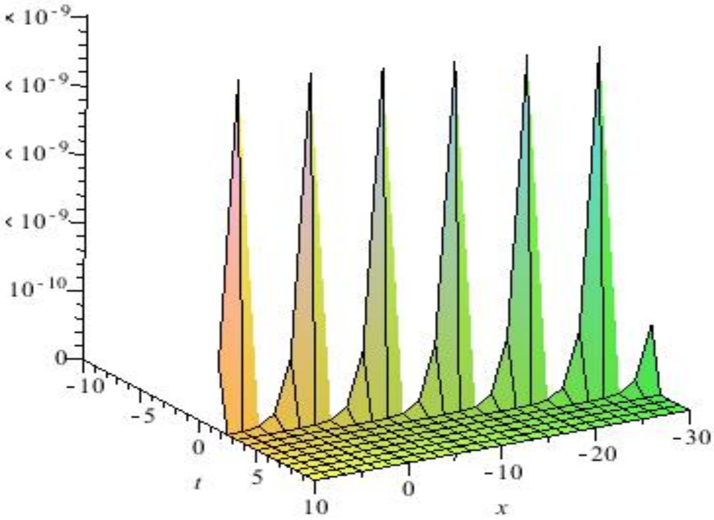
$$s(r,t) = \sqrt{(x - x_0 - 2q_x t)^2 + (y - y_0 - 2q_y t)^2 + (z - z_0 - 2q_z t)^2}$$

$\varphi = \varphi(s)$ шартын қоятын болсақ, онда соңғы шешім мынаған тең болады.

$$\varphi''(s) + \frac{2\varphi'(s)}{s} = a^2\varphi - 2\eta\varphi^3$$

егер $-2\eta\varphi^3$ шамасын ескермейтін болсақ, онда теңдеу төменгі түрде жазылады.

$$\varphi''(s) + \frac{\varphi'(s)}{s} = \frac{exp^{-\sqrt{a^2 s}}C(1)}{s} + \frac{\exp^{\sqrt{a^2 s}}C(2)}{s}$$



Сурет - 1 Үш өлшемді кеңістіктегі сызықты емес шредингер теңдеуінің сұлбасы.

Қорытынды. Сызықты емес Шредингер теңдеуінің үш кеңістікті өлшеміндегі толқынның жалама аналитикалық шешімі табылды. Сұлбада туындының және теудеудің сандық мәні көрсетілген. Теңдеудің шешімі асимптотикалық нөлге ұмтылатын жалама шектелген функция болып табылатынын сұлбадан байқай аламыз, сонымен қатар $u \leftrightarrow -u$ қатысты симметриялық түрленуіне ие екенін көре аламыз.

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Reyman A.G., Semenov-Tian-Shansky M.A., Reduction of Hamiltonian systems, affine Lie algebras and Lax equations I // Invent. Math., V.54, 1979, P. 81–100.
2. Reyman A.G., Semenov-Tian-Shansky M.A., Integrable systems II, in Encyclopaedia of Mathematical Sciences // Springer Editors V.I. Arnold and S.P. Novikov, Berlin, Vol. 16, 1994, P. 116–259.
3. Saksida P., Nahm's equations and generalizations of the Neumann system // Proc. Lond. Math. Soc, V.78, 1999, P. 701–720.
4. Novikov S.P., The Hamiltonian formalism and multivalued analogue of Morse theory // Uspekhi Mat. Nauk, V.37, 1982, P. 3–49.

УДК 512

МЕТОД АНЗАЦ БЕТЕ С ПРИМЕНЕНИЕМ К XXZ МОДЕЛИ ГЕЙЗЕНБЕРГА

Суйкимбаева Нургуль Торекуловна
Докторант кафедры общей и теоретической физики ЕНУ им. Л.Н.Гумилева
Научный руководитель – П.Ю. Цыба

Введение. В данной работе рассматривается связь, существующая между квантовыми интегрируемыми системами и интегрируемыми системами классической механики. Мы говорим о квантовой модели спиновой цепочки, наиболее ранним и известным примером которой служит анизотропной XXZ модели Гейзенберга. В 1931 году в работе [1] Г. Бете предложил уникальный метод построения собственных функций квантового гамильтониана спиновой цепочки Гейзенберга. Этот метод получил название анзаца Бете и дал начало новому подходу к изучению весь класса квантовых систем. Несмотря на то что модели, решаемые анзацем Бете, являются (1+1)-мерными, они находят достаточно широкое применение в различных областях квантовой физики, например, в физике твердого тела,