ЕУРАЗИЯ
ҰЛТТЫҚ
УНИВЕРСИТЕТІ

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ
ТҰҢҒЫШ ПРЕЗИДЕНТІ - ЕЛБАСЫНЫҢ ҚОРЫ

«ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ БІЛІМ – 2017»
студенттер мен жас ғалымдардың
XII Халықаралық ғылыми конференциясының
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
XII Международной научной конференции
студентов и молодых ученых
«НАУКА И ОБРАЗОВАНИЕ – 2017»

PROCEEDINGS
of the XII International Scientific Conference
for students and young scholars
«SCIENCE AND EDUCATION - 2017»

14th April 2017, Astana

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

«Ғылым және білім - 2017»
студенттер мен жас ғалымдардың
XII Халықаралық ғылыми конференциясының
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
XII Международной научной конференции
студентов и молодых ученых
«Наука и образование - 2017»

PROCEEDINGS
of the XII International Scientific Conference
for students and young scholars
«Science and education - 2017»

2017 жыл 14 сәуір

Астана

УДК 378

ББК 74.58
Ғ 96

Ғ 96
«Ғылым және білім – 2017» студенттер мен жас ғалымдардың XII Халықаралық ғылыми конференциясы = The XII International Scientific Conference for students and young scholars «Science and education - 2017» = XII Международная научная конференция студентов и молодых ученых «Наука и образование - 2017». – Астана: http://www.enu.kz/ru/nauka/nauka-i-obrazovanie/, 2017. – 7466 стр. (қазақша, орысша, ағылшынша).

ISBN 978-9965-31-827-6

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 978-9965-31-827-6

ӘОЖ 524.834

ЯНГ - МИЛЛС ТЕОРИЯСЫ ЖӘНЕ ОНЫҢ КОСМОЛОГИЯДА КОЛДАНЫЛУЫ

Харахат Еркебулан., Мырзакул Толкынай Ратбайкызы
Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ Физика-техникалық факультетінің магистранты, Астана
Ғылыми жетекші – Р. Мырзакулов

1. Кіріспе

Янг-Миллес теориясы абельді емес калибровты топтар қатарына жататын калибровты теория. Ол теорияны алғаш рет 1954 жылы Чж. Янг және Р. Миллс деген ғалымдар тарапынан ұсынылды. Алайда, ол біріз уақыттар бойы тек математикалық ізденіс ретінде қарастырылып келді. Біракта, оған қарамастан ол теория 1960-1970 жылдары екі теорияны қарастырды, олар: элементар бөлшектер физикасындағы стандарты модель: SU(3) тобындағы кванттық хромодинамика (күшті әсерлесулер теориясы) және SU(2) тобындағы электроәлсіз әсерлесулер теориясы.

Сонымен қатар Янг-Миллс теориясы қазіргі заман физикасында физикалық өрісте әсерлесулерді жеткізу ролін атқарады. Топтың абельдік емес дегеніміз Янг-Миллстың өзара әрекеттесуінің өріс – тасымалдаушылары өз-өзімен немесе бір-бірімен әкереттесе алуы. Бұл Янга — Миллс өрісінің эволюциясын сипаттайтын теңдеу сызықты еместігін көрсетеді (қарсы жағдайда абельдік теорияға жауап беретін Максвеллдың сызықты теңдеуі). Сонымен қатар Янга — Миллс өрісіне суперпозиция принципі орындалмайды деп те айтуға болады.

- Векторлық бөлшектер (спин 1 ие бозондар) Янга — Миллс өрісінің кванттары болып табылады және нөлдік массаға ие. Дегенмен симметрияның кенеттен бұзылу механизмі көмегімен Янга — Миллстың физикалық өрісі нөлдік емес массаға ие бола алады.
- Янга — Миллс теңдеуенің сызықты болмауы оны шешуде күрделілік тудырады. Байланыстың аз тұрақтысы режимінде бұл теңдеулер ауытқу теориясының қатары түрінде жуықтап есептелінеді, бірақ осы теңдеулердің қатты байланыс режимінде қалай есептелетіндігі әзірше белгісіз. Сонымен қатар дәл осы сызықты болмау біздің заманымызда бақыланып отырған қатты әсерлесу кезіндегі конфайнментке қалай алып келетіндігі белгісіз. Жалпы жағдайда Янга — Миллс теңдеуін шешу мәселесі математиканың «Мыңжылдық проблемасы» жеті есебінің біреуі болып табылады, осы есептердің біреуі шешілген жағдайда Клэй математикалық институты 1 миллион АҚШ доллары көлемінде сыйақы береді. [1]

2. Янг-Миллс теориясы

Янга-Миллс теориясы-симметрияның абельді емес калибрлеу тобына ие өрістің калибрлеу теорияның арнайы мысалы болып табылады. Осындай теориялардың Янга — Миллс бос өрісінің лагранжы келесі накты түрге ие:

$$L_{gf} = -\frac{1}{4}Tr\left(F^2\right) = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu a}F^a_{\mu\nu} \tag{1}$$

мұндағы F — Янга-Миллса өрісінің кернеулігінің 2-формасы, калирблік топтың A^a_μ тензор – потенциалына әсер еткенде қалған инвариант :

$$F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu + gf^{abc}A^b_\mu A^c_\nu \tag{2}$$

мұндағы ∂_μ деп уақыт кеңістігінде, Минковский кеңістігінде галилейлік координаталардағы қарапайым дебрес туындыға жинақталатын ковариантты туындыны айтамыз.

Мұнда T^a калибрлік тобының Ли алгебрасын туғызушы келесі қатынастарды қанағаттандырады

$$\left[\mathrm{T^a}, \mathrm{T^b}\right] = if^{abc}T^c \quad (3)$$

мұндағы f^{abs} дегеніміз топтың құрылымдық тұрақтылары.

Берілген теорияның Янг — Миллс өрісі арқылы әсер ететін өрістің ковариантты (кейбір кезде ұзартылған) туындысы келесідей анықталған

$$D_\mu = I\partial_\mu - igT^a A_\mu^a \quad (4)$$

мұндағы I — бірлік оператор, ал g — өзара әрекеттесу тұрақтысы. Төрт өлшемді – уақыт кеңістігінде g өзара әрекеттесу тұрақтысы өлшемсіз шама. SU(N) тобы үшін $a, b, s = 1 ... N^2 - 1.$

Жоғарыда көрсетілген $F_{\mu\nu}^{\mu}$ анықтамасын коммутаторға сүйеніп келесідей алып жазуға болады

$$[D_\mu, D_\nu] = -igT^a F_{\mu\nu}^a \quad (5)$$

Сонымен бірге Янга — Миллс өрісі өздігінен әрекеттесетін болады, ал келесі алынған қозғалыстың теңдеуі

$$\partial^\mu F_{\mu\nu}^a + gf^{abc} A^{\mu b} F_{\mu\nu}^c = 0 \quad (6)$$

жартылай сызықты деп аталады. Берілген теорияның $g \prec 0$ байланысының аз тұрақтысы жағдайында ауытқу теориясы қолданысқа жарамды.

«Жоғары» («контравариантты») және «төменгі» («ковариантты») векторлық немесе тензорлық компоненттер арасындағы ауысу топтық латын индекстері үшін тривиалды (мысалы, $f^{abs} = f_{abs}$, топтық кеңістікте евклид метрикасы енгізілген), бірақ уақыт-кеңістік метрикасымен, ал қарапайым жағдайда $\eta_{\mu\nu} = diag(+---)$ қарапайым Лоренц метрикасымен алмасатын уақыт-кеңістік грек индекстері үшін тривиалды емес $F_{\mu\nu} = T^a F_{\mu\nu}^a$ енгізуі арқылы қозғалыс теңдеуін келесі түрде жазуға болады

$$(D^\mu F_{\mu\nu})^a = 0 \quad (7)$$

F — 2-форма болғандықтан, Бьянки тепе-теңдігі орындалады

$$\left(D_\mu F_{\mu k}\right)^a + \left(D_k F_{\mu\nu}\right)^a + \left(D_\nu F_{k\mu}\right)^a = 0 \quad (8)$$

J_μ^a көзі қозғалыс теңдеуіне келесі түрде енеді

$$\partial^\mu F_{\mu\nu}^a + gf^{abc} A^{\mu b} F_{\mu\nu}^c = -J_\nu^a \quad (9)$$

Ескере кететін жағдай, калибрлік түрлендірулер кезінде ток көздері де дұрыс алмасуы қажет. Осы жерде байланыс тұрақтысының физикалық өлшемділігі бойынша кейбір түсіндірмелерді айта кетелік. Уақыт-кеңістігінің D өлшемінде өріс $[A]=\left[L^{\frac{2-D}{2}}\right]$түрінде масштабталатындығын айтқан жөн, және осы түрде өзара әрекеттесу $\left[g^2\right]=\left[L^{D-2}\right]$өлшеміне ие. Бұл дегеніміз Янга — Миллс теориясы өлшемі төрттен асатын уақыт – кеңістігі үшін қайта нормаланбайды дегенді білдіреді (Антропты принципі). Сонымен қатар, байланыстың $D=4$ тұрақтысы үшін өлшемсіз, ал өзара әрекеттесудің тұрақтысының квадраты және өрісі, ϕ^4 өзіндік әрекеттесуге ие скалярлы массасыз өрісі теориясының өзара әрекеттесуінің тұрақтысы және өрісімен бірдей өлшемге ие. Осы түрде бұл теориялар классикалық деңгейде бірдей масштабты инварианттылыққа ие. [1]

3. Янг-Миллс өрісі

Римандық көпбейнеліктің басты қатпарлануындағы байланыстылық, оның қисықтығы гармониялық шартын (Янг-Миллс теориясын) қанағаттандырады. Сонымен қатар Янг Миллс өрісі калибрлік өріс деп те аталады, ол қазіргі физикада өзара әрекеттесудің тасымалдаушылардың рөлін ойнайтын физикалық өрісті сипаттау үшін қолданылады. Осылай электродинамикадағы электромагнитті өріс , Вайнберг-Салама әлсіз электр өзара әрекеттесуінің теориясындағы әлсіз өзара әрекеттесудің векторлық W -бозон тасымалдаушыларының өрісі және қатты өзара әрекеттесуді тасымалдаушы глюонды өрісі Янг Миллс өрісімен сипатталады. Сонымен қатар гравитациялық өріс Янг Миллс өрісі түрінде түсіндіріледі.

Алғаш рет кейбір өрістің байланыстылығының тұжырымдамасы Г. Вейлем (II. Weyl, 1917) ұсынды, ол сонымен қатар x байланыстылығы терминіндегі электромагнитті өрісті сипаттауға мүмкіндік жасады. 1954 жылы Ч. Янг (C. Yang) және Р. Миллс (R. Mills) элементар бөліктердің ішкі еркіндік дәрежесінің кеңістігі (мысалы, нуклонның екі еркіндік дәрежесін сипаттайтын, оның екі таза күйіне – протон және нейтронға сай кеңістікке изотопиялы) уақыт-кеңістігінің нүктесінен тәуелді деп ұйғарды, сонымен қоса әр түрлі нүктелерге сай ішкі кеңістіктер канондық түрде изоморфты емес. Геометриялық мағынада Янг –Миллс тұжырымдамасы ішкі еркіндік дәрежесінің кеңістігі уақыт-кеңістігінің векторлық қатпарлануы болып табылатындығынан тұрады, ол канондық тривализацияға ие болмайды, ал физикалық өрістер сол қатпарланудың қиылысумен сипатталады. Өріс эволюциясы дифференциалдық теңдеуін жазу үшін қатпарланудың кейбір байланыстылығын, базаның қисықтарының маңайында қатпарлануының тривиализациясын енгізу қажет. Голонимияның бекітілген тобымен осындай байланыс физикалық өрісті (Янг-Миллс өрісі атауын алған) сипаттайды. Сызықты емес жалпыланған Максвелл теңдеуі болып табылатын бос Янг-Миллс өрісі үшін вариациялық принцип бойынша теңдеулер еңгізіледі.
Янга – Миллс өрісінің аса нақты анықтамасы келесіде. $\pi: P\rightarrow M$ M римандық көпбейнедегі басты G – қатпарлануы және $E(M)=P\otimes GE\rightarrow\pi$ және G-E модулімен байланысқан M векторлық қатпарлануы болсын. πқатпарлануының ∇ байланыстылығын E (M) қатпарлануының қиылысуының Г(E)кеңістігіндегі $\nabla E:\Gamma(\mathrm{E})\rightarrow\Gamma(\mathrm{T}*\mathrm{M}\otimes\mathrm{EM})$ операторы анықтайды. Ол E(M)-мәнді p-формалы $\Gamma(E_p)$ кеңістігінде $d\nabla:\Gamma(E_p)\rightarrow(E_{p+1})$ операторына дейін $d\nabla(\omega\otimes e)=d\omega\otimes e+(-1)^p\,\omega\Lambda\nabla^E e$ формуласымен жалғасады. p –формада d^∇ түйіндес δ^∇ операторы $\delta^\nabla=(-1)^{p+1}*d^\nabla$-тең, мұндағы *-Ходжа операторы. Басты G–қатпарланудағы ∇ байланыстылығы Янга – Миллс өрісі деп аталады, егер $g(M)=P\times AdGg$ (мұндағы g-G Ли тобының Ли алгебрасы), векторлық қатпарлануында 2-формалы мәндермен қарастырылып отырған R^∇ қисығы $\delta^\nabla R^\nabla=0$ теңдеуін қанағаттандырса. (M, g) римандық көпбейнесінің ∇g *римандық байланыстылығы* үшін Янга – Миллс теңдеуі симметриялық шартқа теңбе – тең.

$$(\nabla^R_X rik)(Y,Z) = (\nabla^g_Y rik)(X,Z), X,Y,Z \in D(M) \quad (10)$$

Риччи тензорының ковариантты туындысы. Осы түрде Янг-Миллс өрісінің мысалы ретінде Эйнштейн кеңістігінің римандық байланыстылығын және осындай кеңістіктердің тіке көбейтіндісін қарастыруға болады. Көп жағдайда кватериондық риман кеңістіктері және Кэлер-Эйнштейн кеңістігінің римандық байланыстылығы U (*n/2*) және *Sp* (l) x *Sp* (n /4) құрылымдық тобымен реперлердің басты қатпарлануында Янга – Миллс өрісін анықтайды. Янг-Миллс теңдеуін қанағаттандыратын эйнштейндік емес римандық байланыстылықтың мысалы ретінде тұрақты скалярлы қисықтықты және тұрақсыз секциялық қисықтылықты конформды тегіс метриканың римандық байланыстылығын айтамыз. Янг-Миллс теңдеуін қанағаттандыратын римандық емес байланыстылықтың мысалы ретінде симметриялық кеңістіктің геодезиялық ішкі көпбейнесіндегі нормалды қатпарланудың байланыстылығын немесе кватернионды кеңістіктің, осы кеңістіктердің римандық байланыстылығымен индукцияланған кватернионды ішкі көпбейнесін қарастыруға болады. $L(\nabla) = \int\limits_M \left\langle R^\nabla, R^\nabla \right\rangle$ формуласымен берілген басты р-қатпарлануының байланыстылығының кеңістігінде $L(\nabla)$ функционалы үшін Эйлера – Лагранждың вариациялық теңдеуі Янг-Миллс теңдеуі болып табылады.

(M, g) римандық көпбейнесі компактылы және бағытталған болып ажыратылады, ал $(\cdot,\cdot)$ жақшасы g метрикасында индукцияланған М-дегі 2-формалы Λ^2 қатпарлануының қатпарында скалярлық көбейтіндісімен және G тобындағы Ли алгебрасындағы AdG инвариантты көбейтіндісімен анықталған $g(M)\otimes\Lambda^2$ векторлық қатпарлануындағы қатпарларындағы скалярлық көбейтіндісін береді. Осы түрде ЯМ өрісінің $L(\nabla)$ функциясының критикалық нүктелері орнықты деп аталады, егер ∇ нүктесіндегі L функциясының 2-дифференциалы оң анықталса (сәйкесінше ∇ - L функциясының локальды минимумы) және 2-дифференциалы теріс анықталса әлсіз орнықты деп аталады. $n \geq 5$ үшін S^n стандартты сферасында еркін тривиалды емес басты қатпарлануда әлсіз орнықты ЯМ өрісі болмайтындығы белгілі. Басқа жағынан алып қарасақ $n \geq 3$ жағдайда $\Gamma -$ изометрияның еркін әрекеттегі тривиалды емес ақырлы тобының Г сферасының S^n фактор кеңістігінің стандартты риман метрикасының римандық байланыстығы Янга – Миллс өрісі орнықты болып табылады. Төртөлшемді римандық (сонымен қатар лоренцтік) көпбейнедегі Янга – Миллс өрісі физика үшін аса маңызды қызығушылықты тудырады. Осы жағдайда * Ходж операторы М-да (еркін векторлық қатпарланудағы мәндермен) кеңістікті 2 формада бейнелейді, яғни өзіне, бұл бейнелеу инволютивті ($*^2$=id) болады және g метрикасының конформды класы мен бағытынан анықталады. M^4 -дегі басты қатпарлануда ∇ байланыстылығы өзіндік қосарлы байланыстылық немесе инстантон (сәйкесінше анти өзіндік қосарлы байланыстылық немесе антиинстантон) деп аталады, егер R^∇ қисықтығының 2-формасы 1 (сәйкесінше -1) меншікті мәніне ие Ходж операторының меншікті векторы болса. Инстантон және антиинстантон Бьянка тепе-теңдігінің арқысында Янг-Миллс өрісі болып табылады. Сонымен қатар олар L функциясының абсолютті минимум нүктесі болып табылады. SU (2), SU (3) немесе SU(4) құрылымдық тобымен стандартты сферада басты қатпарлану жағдайында L функциясының барлық локальды минимумдары инстантондар және антиинстантондар (және сәйкесінше гдобальды болып табылады) көмегімен жойылады. M^4 римандық көпбейнесінің римандық байланыстығы $G \subset S_P(1)$ голономиялы топты көпбейнесі үшін ғана инстантон болып табылады. Осындай компактылы көпбейнелер КЗ комплексты беттермен жойылады.

$\pi : P \to M$ қатпарлануының автоморфизмдерінің негізінде $G(\pi) = \Gamma(P * AdG)$ тепетеңдіктер тобы калибрлік топ деп аталады. Ол G голономиялы группалы инстантондардың қатпарлануының $C^{+}(\pi)$ жиынындаәсер етеді. $M+(\pi)=S+(\pi)/G(\pi)$ фактор кеңістігі π қатпарлануының келтірілмейтін инстантондар модульдерінің кеңістігі деп аталады. Егер π қатпарлы G құрылымдық тобы компактылы және жартылай қарапайым, ал M^4 базасы теріс емес нөлдік емес скалярлы қисықты компактылы бағдарланған римандық көпбейне және Вейл конформды қисығының өзіндік қосарлы тензоры болып табылса, онда $M+(\pi)$ модулінің кеңістігі бос, немесе келесі өлшемнің көпбейнесі болып табылады

$$\dim M+(\pi)=2p_1\left(\left(g(M)\right)-\tfrac{1}{2}\dim G(\chi(M^4-\delta(M^4)\right)\right) \tag{11}$$

мұндағы - $p_1(g(M))-g(M)$ қатпарлануының бірінші Понтрягин саны, ал $\chi(M^4),\delta(M^4)$ - Эйлера–Пуанкардің сипаттамасы және M^4 көпбейнесінің *сигнатурасы.* Толық нәтижелер G тобының классикалық компактылы құрылымымен S^4 стандартты сферасындағы қатпарланудың аса физикалық маңызды жағдайында алынған. Жеке жағдайда таза алгебралық терминдерде, осындай қатпарлануларда барлық инстантондардың сипаттамасы алынған (мысалы, грассмандық алгебраның кейбір модульдерінің терминдерінде немесе кейбір кватеринионды матрицалық теңдеулердің шешімдірінің терминдерінде). G =*Sp* (l) тобы үшін барлық инстантондардың айқын сипаттамасы. Мысалы, $\pi_1 : P_1 \to S^4$ қатпарлануының 1 Потрягин санымен *Sp* (1) үшін $M+(\pi_1)\approx \Re+\times \mathrm{H}$ модульдер кеңістігі, мұндағы $\Re^4$- оң сандар жиыны, ал Н - кватерниондар жиыны. $(\lambda,a)\in\Re+\times\mathrm{H}$ жұбына g-мәнді байланыстықтың 1-формасымен $A(x)=\mathrm{Im}\dfrac{\bar{u}(x)\cdot du(x)}{1+|u(x)|^2}$ берілген инстантон жауап береді.

1.4 Янг- Миллс өрісі арқылы нақты космологиялық модельді анықтау

Қазіргі таңда, сызықты емес скалярлы өріс космологиялық теорияларда шешуші мағызды рөл атқарады, сәйкесінше космологиялық модель Эйнштнйн және өзін өзі гравтациялау сызықты емес скалярлы өріс негізінде құрылыуы мүмкін. [3] Скалярлы инфлантонды өрістің сызықты еместігі әр түрлі модельде бастапқы немесе соңғы формаларды квадратты емес потенциал арқылы қабылдайтыдығынан көруге болады. Айта кететін болсақ, Эйнштейн теңдеуінің нақты шешімі мен сызықты емес скалярлы өріс туралы көптеген мысалдар қарастырылмады.

Бізге космологиядағы скалярлы өрістің колибрлі Янг-Миллс өрісімен әсерлесуінің сызықты емес индуциралаңған моделі ұсынылды. [4] Бір сөзбе айтқанда, индуцировты модельдің скалярлы өрістің сызықты емес өріспен әсерлесуін қолдану, космологияда классикалық өріс теориясы аясында сызықты емес толық нақты тәсіл арқылы көрсетеді. [5] Сонымен қатар, Янг-Миллс нетривиальды топологиялық өрісі бізге Эйнштейн-Янг-Миллс теңдеуінің нақты шешімін және сызықты емес скалярлы өрісті анықтауда қосымша мүмкіндіктер береді, бұл біздің жұмызымызда Фридман космологиялық өрісінде және Янг-Миллс өрісі үшін Ву-Янг жалпы анзацында нақтылай түседі. [6] Ары қарай, сызықты емес скалярлы өзін өзі гравитациалау жүйесі зерттелді, сызықты емес колибрлі өріс және матрица, лагранжы:

$$\mathrm{L}=\frac{\mathrm{R}}{2\mathrm{k}_0}+\frac{1}{2}\varphi,\alpha^{\varphi^{\alpha}}-\frac{1}{16\pi}F^{\alpha}_{\alpha\beta}F^{\alpha\alpha\beta}\psi(\varphi)+L_m, \tag{12}$$

мұнда, *R*- кеңістік-уақыт қыйсығының скаляры, φ - скалярлы өріс, $\mathrm{F}^{\alpha}_{\alpha\beta}$ - SO(3) - симметриялы

Янг-Миллс өрісінің тензоры, $\psi(\varphi)$ - скалярлы және колибрлі өрістердің әсерлесу функциявы, L_m − нақты сұйықтың лагранжианы. Эйнштейн-Янг-Миллс теңдеулер жүйесі мен сызықты скалярлы өрісті $p = (\gamma - 1)\varepsilon$, мұнда $0 \le \gamma \le 2$ теңдеулер жүйесіне бағынатын нақты сұйықтың көмегімен нақты шешімі алынған. Барлық жағдайда, Янг-Миллс өрісі тек қана $F^{\alpha}_{\alpha\beta} F^{\alpha\alpha\beta}$ біртекті инвариантты векторлы ауқымды өрісінің магниттік қасиеттін ғана түсідіреді [7].

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. https://ru.wikipedia.org
2. Линде Л.Д. Физика элементарных частиц и инфляционная космология.-М., 1990, с.280.
3. Щиголев В.К., Щиголев М.В., в кн. "Новейшие проблемы теории поля", Труды XI и XII Международных летних школ-семинаров "Волга" по современным проблемам теоретической и математической физики, Казань 2000, 419-427 (2000).
4. Bento M.C, Bertolami O. and Moniz P.V., E-print gr-qc/9302034.
5. Щиголев В.К., Щиголев М.В., ЖЭТФ, том 119, вып. 4 (2001)
6. http://asf.ural.ru/VNKSF/Tezis/v7/Base/Tesis.php-Code=188.htm

ӘОЖ 524.83.1

МАНАКОВ ТИПТІ ЖҰПТАЛҒАН СЫЗЫҚТЫ ЕМЕС ШРЕДИНГЕР ТЕҢДЕУІНІҢ ҮШ СОЛИТОНДЫ ШЕШІМДЕРІ

Чулакова Айнура Муратовна

Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ Физика-техникалық факультетінің магистранты, Астана, Қазақстан

Ғылыми жетекші - Г.Н. Шайхова

Кіріспе. Манаков типті жұпталған сызықты емес Шредингер теңдеуі солитон толқын ретінде оптикалық талшықтарды қалай берілетінін және оптикалық солитондар арасындағы өзара әрекеттесу кезінде тікелей байланыстың сапасына әсер еткен кезде не болатынын сипаттайды [1]. Бұл жұмыста қарастырылатын Манаков типті жұпталған сызықты емес Шредингер теңдеуінің түрі келесідей :

$$iq_{1x} + \frac{(\alpha+\delta)}{\alpha(\alpha-\delta)} q_{1tt} + 2\mu(|q_1|^2 + |q_2|^2)q_1 = 0, \tag{1}$$

$$iq_{2x} + \frac{(\alpha+\delta)}{\alpha(\alpha-\delta)} q_{2tt} + 2\mu(|q_1|^2 + |q_2|^2)q_2 = 0, \tag{2}$$

мұнда q_1 және q_2 - өзара әрекеттесуші екі оптикалық моданың баяу өзгермелі жанаушысы, x және t айнымалылары - қашықтық пен уақыт, ал α және δ - еркін шын мәндер және келесі шарттарға бағынады $\alpha \neq \delta$ және $\alpha \neq -\delta$. Ал μ параметрі келесідей анықталады [2]:

$$\xi = \frac{(\alpha+\delta)}{\alpha(\alpha-\delta)}, \mu = \pm \frac{\alpha^2 - \delta^2}{\alpha^2 \delta}. \tag{3}$$

Бисызықты форма. Хирота әдісі көптеген сызықты эволюциялық теңдеулерге қолданылған солитонды шешімді алудың аналитикалық құралы [2]. Бұл бөлімде Хирота әдісімен (1) - (2) теңдеулерден солитонды шешімін алу үшін келесі түрлендірулерді пайдаланамыз: