

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
«Ульяновский государственный педагогический университет
имени И.Н. Ульянова»

**5-ая Ульяновская международная школа-семинар
“Проблемы теоретической и наблюдательной
космологии”**

Тезисы докладов

UISS 2016

**5th Ulyanovsk International School-Seminar
“Problems of Theoretical and Observational Cosmology”**

Abstracts

УЛЬЯНОВСК
2016

УДК 530.12+521
ББК 22.63
П 99

Печатается по решению редакционно-
издательского совета
ФГБОУ ВО «УлГПУ им. И.Н. Ульянова»

5-ая Ульяновская международная школа-семинар «Проблемы теоретической и наблюдательной космологии». Сборник тезисов докладов международной научной школы-семинара / Под общей ред. Проф. С.В. Червона. Ульяновск: ФГБОУ ВО «УлГПУ им. И.Н. Ульянова», 2016 — 93 с.

ISBN 978-5-86045-872-7

Сборник содержит тезисы докладов участников 5-ой Ульяновской международной школы-семинара «Проблемы теоретической и наблюдательной космологии» (UISS 2016). В материалах представлены работы ведущих специалистов и начинающих исследователей из научных центров России, ближнего и дальнего зарубежья, посвящённые исследованиям в ОТО и модифицированных теориях гравитации, в теоретической и наблюдательной космологии, в релятивистской астрофизике. Международная научная школа-семинар проходила в Ульяновске с 19 сентября по 30 сентября 2016 года.

Сборник адресован научным работникам, аспирантам и молодым ученым, специализирующимся в области теории гравитации, космологии и астрофизики, а также для студентов старших курсов естественнонаучных направлений.

УДК 530.12+521
ББК 22.63
П 99

Издание осуществляется при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

Рецензенты:

д.ф.-м.н., профессор В.Н. Мельников
д.ф.-м.н., профессор В.М. Журавлев

ISBN 978-5-86045-872-7



9 785860 458727

© Коллектив авторов, 2016
© ФГБОУ ВО «УлГПУ им. И. Н. Ульянова», 2016

List of Abstracts

Lectures of Scientific School

- 1 Aroonkumar Beesham
Applicability of Bulk Viscous Models
- 2 K.A. Bronnikov
Black holes and wormholes in GR
- 3 S.V. Chervon
Chiral Cosmological Models: Dark Sector Fields
- 4 V.D. Ivashchuk
Stable exponential cosmological solutions in the Einstein-Gauss-Bonnet model
- 5 Sunil Maharaj
Exact solutions with symmetries in Einstein-Gauss-Bonnet gravity
- 6 V.N. Melnikov
Model Systems of Fields in the Theory of Gravitation and Cosmology and Fundamental Constants
- 8 Subharthi Ray
Neutron Stars in Modified Gravity
- 9 C.S. Unnikrishnan
New experimental tests of the foundations of theories of gravity
- 10 Ю.С. Владимиров
Реляционный подход к теории гравитации и космологии
- 12 Б.Н. Фролов
Вариационный формализм во внешних формах в постримановых пространствах современной теории гравитации
- 13 В.М. Журавлев
Космологические модели с ускоренным расширением вселенной
- 15 С.В. Сушков
Космологические модели с неминимальной кинетической связью

Session A. GR and modified gravity

- 16 Timur Alpin
The Einstein-Maxwell-aether-axion theory: The possibility of a dynamo-optical anomaly in the electromagnetic response
- 17 O.V. Babourova, B.N. Frolov
On foundation of the Weyl–Dirac theory of gravitation
- 19 O.V. Babourova, V.V. Zaigrova
Dilaton-spin dark matter and evolution of Universe

- 21 *K.A. Bronnikov, M.V. Skvortsova*
Birkhoff's theorem and string clouds
- 22 *Robert Bogadi, Megandhren Govender, Sunil Maharaj*
Relativistic Thermodynamics of Radiating Stars
- 23 *Sergey Fedosin*
The gravitational field in the relativistic uniform model within the framework of the covariant theory of gravitation
- 24 *B.N. Frolov, P.E. Kudlaev*
Weyl–Dirac theory of gravitation and its consequences
- 26 *Arkady Popov*
Effect of self-action in the wormhole spacetimes
- 28 *A.S. Kubasov, S.V. Chervon, Sunil Maharaj, Aroonkumar Beesham*
Exact Solutions for a Chiral Cosmological Model in 5D EGB Gravity
- 30 *A.M. Rasulova*
Tidal acceleration of particles with radial and angular velocities in the Kerr metric
- 31 *C.S. Unnikrishnan*
What lies beyond General Relativity? An experimental perspective
- 33 *O.B. Zaslavskii*
Ultra-high energy particle collisions near black holes and super-Penrose process (review)
- 34 *Farkhat Zaripov*
The evolution coupling constants in the theory of induced gravity. Solution to the cosmological constant
- 35 *Б.Г. Алиев*
Пробные частицы в пятимерной теории
- 37 *К.А. Большакова*
Режим медленного скатывания в двухполевой скалярно-тензорной теории гравитации с инфлатоном
- 39 *Ю.П. Выблый, И.Г. Дудко*
Скалярно-тензорная гравитация с самодействующим скалярным полем
- 41 *Т.И. Майорова, А.В. Николаев, С.В. Червон*
Примеры космологических решений в $f(R)$ гравитации с кинетическим скаляром кривизны
- 43 *В.А. Злобин, С.В. Червон*
Плоско-симметричное пространство-время со скалярным полем
- 44 *В.М. Журавлев*
Геометрия, топология и уравнения индукции фундаментальных полей
- 46 *Е.В. Шабанов, С.В. Червон*
Киральные космологические модели на бране Гаусса-Бонне

Session B. Theoretical and observational cosmology

- 47 *S.V. Chervon, I.V. Fomin*
Cosmological models with a canonical scalar field
- 50 *I.V. Fomin*
Exact inflationary models with Gauss-Bonnet term
- 52 *I.V. Fomin, S.V. Chervon*
Scalar Field Cosmology: Methods of exact solutions construction
- 54 *J.E. Garcia-Farieta, R.A. Casas-Miranda*
The transition scale to homogeneity in SDSS BOSS from a multifractal analysis
- 55 *A. Grobov, A. Dmitriev, S. Rubin*
Interactions of scalar particles with fermion sector
- 56 *Ramil Izmailov, Regina Lukmanova, Aliya Kulbakova, Ramis Karimov*
Testing of $f(R)$ gravity: Analogue of the Aharonov-Bohm effect in a gravitational lensing system
- 58 *N.A. Koshelev*
A special type of higher-order corrections to the action of dark matter
- 60 *A.V. Nikolaev, S.V. Chervon, Sunil Maharaj, R. Goswami*
Exact Solutions for Scalar Field Cosmology in $f(R)$ Gravity
- 62 *A.V. Nikolaev, S.V. Chervon, Sunil Maharaj, R. Goswami*
Probing solution for space-time with non-accelerating scalar curvature evolution in Starobinsky 2007 model
- 63 *N.M. Semashkin, A.V. Nikolaev*
Revision of the cosmic distance duality tests
- 64 *V.K. Shchigolev*
Testing Fractional Action Cosmology
- 65 *V.K. Shchigolev*
Calculating Luminosity Distance versus Redshift in FLRW Cosmology via Homotopy Perturbation Method
- 66 *Aigul Valitova, Ruslan Isaev, Ramil Izmailov*
Light deflection in the Kehagias-Sfetsos solution of Horava-Lifschitz gravity
- 67 *Almir Yanbekov, Ramil Izmailo, Kamal Nandi*
Gravitational Lensing by Ellis-Bronnikov wormhole: Is this wormhole lurking at our galactic center?
- 68 *Р.А. Абзалов, С.В. Сушков*
Космологические возмущения в теории гравитации с неминимальной кинетической связью
- 69 *А.А. Агафонов*
Космологическая эволюция системы ферми-частиц, неминимально взаимодействующих с фантомным скалярным полем

- 71 С.В. Крюков
Поведение киральных космологических полей в фантомно-канонической модели с постоянным потенциалом
- 73 А.С. Кубасов
Моделирование Перехода От Космологической Инфляции К Этапу Преобладания Излучения
- 75 В.Ф. Панов, О.В. Сандакова, Д.М. Янишевский, М.Р. Черемных
Модель Эволюции Вселенной Для Метрики Типа VIII По Бьянки
- 76 А.В. Голубков, А.В. Цыганов, С.В. Червон
Представление тонкой настройки в форме уравнения Шредингера

Session C. Relativistic astrophysics and gravitational experiments

- 77 *Byron Brassel*
Dynamical radiating fluid stellar models with realistic equations of state
- 78 *Sunil Maharaj*
Some simple relativistic stellar models
- 79 *Ajeay Tiwari*
Riccati equations for bounded radiating systems
- 80 Л.В. Грунская, В.В. Исакевич, Д.В. Исакевич, В.Е. Лукьянов
Анализ электромагнитного поля Земли в диапазоне гравитационно-волнового излучения ряда двойных звездных систем
- 83 В.В. Исакевич, Д.В. Исакевич, Л.В. Грунская
Анализатор собственных векторов и компонент сигнала в задаче выявления энергетически недоминирующих составляющих временных рядов электромагнитного поля Земл
- 85 **Index**

APPLICABILITY OF BULK VISCOUS MODELS

Aroonkumar Beesham

Department of Mathematical Sciences
University of Zululand, Kwa-Dlangezwa, South Africa
beeshama@unizulu.ac.za

ABSTRACT

Most studies in cosmology deal with a perfect fluid, i.e., one with negligible heat conduction and viscosity. However, these dissipative processes are expected to play a part during certain stages of the evolution of the universe, and should be taken into account. Bulk viscosity can be considered as a candidate for dark energy. In this talk, the applicability of bulk viscous models is discussed, including the relationship of bulk viscosity to the cosmological constant and a Chaplygin gas.

BLACK HOLES AND WORMHOLES IN GR

K.A. Bronnikov

Peoples' Friendship University of Russia,
Moscow, Russia

ABSTRACT

Plan of the lecture on wormholes:

1. Notion of a wormhole. Different wormhole topologies
2. Directions of WH physics:
 - (a) consequences: what can happen if there is a wormhole?
 - (b) conditions: what is necessary if we wish to build a wormhole?
 - (c) solutions: spherically, cylindrically, axially symmetric, static or dynamic,...
 - (d) astrophysics: possible manifestations in the Universe
3. Static, spherical WHs: the necessity of exotic matter. A search for WHs without exotic matter: GR, other theories. Examples of exact solutions.
4. Some results on the stability of spherically symmetric WHs
5. Cylindrical WH's: different definitions of the throat. Flat or string asymptotics. The static case: negative density in twice asymptotically regular wormholes
6. Rotation. Difficulty in obtaining good asymptotic behavior. Example: vacuum and scalar-vacuum solutions. Thin shells: joining the throat region with flat space regions.
7. WHs in extra dimensions and WHs leading to extra dimensions.

CHIRAL COSMOLOGICAL MODELS: DARK SECTOR FIELDS

S.V. Chervon

Ulyanovsk State Pedagogical University,
Ulyanovsk, Russia

ABSTRACT

A Chiral Cosmological Model (CCM) is presented as a Nonlinear Sigma Model (NSM) with the potential of (self)interaction coupled to the gravitational field. CCMs have successive applications in descriptions of the inflationary epoch of the Universe evolution; the present accelerated expansion of the Universe also can be described by the chiral fields multiplet as dark energy in wide sense.

In the first section we will consider the general framework of a CCM: the action of the model, the energy-momentum tensor, a chiral or target space, Einsteins and the chiral fields dynamic equations. To be more illustrative we will be working with the two-component CCM in the Friedmann Universe. The general equations of the model will be derived; kinetic and potential energy will be presented in terms of scale factor/Hubble parameter; expression for an acceleration will be analysed as well.

In the next section we will study the perturbation theory for CCM with the aim to describe the structure formation using the progress achieved in the inflation theory. It will be shown that cosmological perturbations from chiral fields can be decomposed for inflaton and the dark sector perturbations. The two-component CCM will be studied in detail, the general solution for shortwave approximation is obtained and analysed for power law Universe expansion.

Afterword we will consider the features of the Universe evolution by consideration of the dark sector fields on the inflationary background. Basic background equations of the model will be presented in terms of conformal time and dark sector fields influence on cosmological perturbations will be taken into account. The solutions on exponential and power law inflation background in the longwave approximation will be calculated.

Further perspectives of the CCM will be discussed.

References

- [1] Chervon S.V. Chiral cosmological models: dark sector field description. *Quantum Matter*, **v.2**, 71-82, 2013.
- [2] Beesham A., Maharaj S.D., Chervon S.V., Kubasov A.S. Exact Inflationary Solutions Inspired by the Emergent Universe Scenario. *International Journal of Theoretical Physics*, **54:884-895**, 2015.
- [3] Chervon S.V., Beesham A., Maharaj S.D., Kubasov A.S. Emergent Universe Supported by Chiral Cosmological Fields in 5D Einstein-Gauss-Bonnet Gravity. *Gravitation & Cosmology*, **v.20**, No. 3, 176-181, 2014.

STABLE EXPONENTIAL COSMOLOGICAL SOLUTIONS IN THE EINSTEIN-GAUSS-BONNET MODEL

V.D. Ivashchuk

Center for Gravitation and Fundamental Metrology, VNIIMS, Moscow, Russia
Institute of Gravitation and Cosmology, Peoples' Friendship University of Russia,
Moscow, Russia
melnikov@vniims.ru

ABSTRACT

A $(n + 1)$ -dimensional Einstein-Gauss-Bonnet model with Λ -term is considered. For diagonal cosmological type metrics the equations of motion are reduced to a set of Lagrange equations. The effective Lagrangian contains two minisuperspace metrics on R^n . The first one is the well-known 2-metric of pseudo-Euclidean signature and the second one is the Finslerian 4-metric that is proportional to n -dimensional Berwald-Moor-Shimada 4-metric. When a synchronous-like time gauge is considered the equations of motion are reduced to an autonomous system of first order differential equations and the solutions with exponential dependence of scale factors: $a_i \sim \exp(v^i t)$, $i = 1, \dots, n$, are analysed for $n > 3$. We study the stability of the exponential solutions with non-static volume factor, i.e. if $K(v) = \sum_{i=1}^n v^i$ is non-zero. We prove that under certain restriction R imposed solutions with $K(v) > 0$ are stable while solutions with $K(v) < 0$ are unstable. Certain examples of stable solutions are presented. We show that the solutions with $v^1 = v^2 = v^3 = H > 0$ and zero variation of the effective gravitational constant are stable if the restriction R is obeyed.

EXACT SOLUTIONS WITH SYMMETRIES IN EINSTEIN-GAUSS-BONNET GRAVITY

Sunil Maharaj

Astrophysics and Cosmology Research Unit,
School of Mathematics, Statistics and Computer Science,
University of KwaZulu-Natal

ABSTRACT

Abstract: We first review the standard Einstein-Maxwell equations in general relativity and present some simple solutions. The Einstein-Gauss-Bonnet equations are then studied and discussed. We obtain several new exact solutions to the field equations in the EGB modified theory of gravity for a 5-dimensional spherically symmetric static distribution. By using a transformation, the study is reduced to the analysis of a single second order nonlinear differential equation. In general the condition of pressure isotropy produces a first order differential equation which is an Abel equation of the second kind. Several families of exact solutions are found.

The solutions appear to be physically acceptable and their properties are considered. On setting the Gauss-Bonnet coupling to zero, exact solutions for 5-dimensional perfect fluids in the standard Einstein theory are obtained.

References

- [1] Exact barotropic distributions in Einstein-Gauss-Bonnet gravity, S D Maharaj, B Chilambwe and S Hansraj, *Physical Review D*, **91**, 084049 (2015)
- [2] New models for perfect fluids in EGB gravity, B Chilambwe, S Hansraj and S D Maharaj, *International Journal of Modern Physics D*, **24**, 1550051 (2015)
- [3] Exact EGB models for spherical static perfect fluids, S Hansraj, B Chilambwe and S D Maharaj, *European Physical Journal C*, **75**, 277 (2015)

MODEL SYSTEMS OF FIELDS IN THE THEORY OF GRAVITATION AND COSMOLOGY AND FUNDAMENTAL CONSTANTS

V.N. Melnikov

Center for Gravitation and Fundamental Metrology, VNIIMS, Moscow, Russia
Institute of Gravitation and Cosmology, Peoples' Friendship University of Russia,
Moscow, Russia
`melnikov@vniims.ru`

ABSTRACT

The lecture-report is devoted to two programs realized by the author with his students, post-graduates from LMSU, VNIIMS, RUDN and his colleagues from VNIIMS. The first one was devoted to exact solutions of Einstein and Friedman equations with fields in 4D and the second one – to the same for multidimensional equations in arbitrary dimension in classical and quantum cases.

In the first program I should mention exact solutions of Einstein equations with classical cosmological models for conformal scalar field (1968) and for scalar and electromagnetic fields, also with their interactions (with Bronnikov), quantum cosmological model with a cosmological constant (with Kalinin – creation from nothing, 1972); and quantum cosmological models with minimal and conformal scalar fields (with Reshetov, 1971), nonsingular cosmological model with spontaneous symmetry breaking (with Orlov, 1978-79) of the nonlinear conformal scalar field, exact solutions for nonlinear electrodynamics, including Born–Infeld one, exact solution for dilaton type interaction with electromagnetic field in GR (with Bronnikov, Shikin), non-singular field particle-like solution with gravitational field (with Bronnikov, Shikin, Stanyukovich, 1979). Also, the conclusion that only G may vary with respect to atomic system of measurements in the Jordan frame (with Zaitsev, 1978) etc. See realization of this program in [1,2].

From 1987 in the frames of multidimensional Einstein equations, which are the low energy limit of existing unified models, the author mainly with Ivashchuk and also with Bronnikov and Gavrilov with students and post-graduates using sigma model approach were realizing the second program in cosmology and gravitation [3–6] obtaining exact solutions with different sources: with cosmological constant, also with scalar field (nonsingular, dynamically compactified, inflationary solutions were included out, 1994); with perfect fluid (PF), PF with a scalar field (e.g., nonsingular, inflationary solutions); viscous fluid (e.g., nonsingular solutions with generation of mass and entropy; quintessence and coincidence in a 2-component model, with Gavrilov); oscillating behavior near the singularity, billiards in Lobachevsky space for systems with different sources (with Ivashchuk). In all cases mentioned above, solutions with Ricci-flat factor spaces were obtained for any n , also with curvature in one factor space; with curvatures in 2 factor spaces – only for the total dimensions $D = 10; 11$; with fields: scalar and forms of arbitrary rank (with Ivashchuk, 1998); inflationary solutions generated by forms (p -branes); billiards for models with branes (with Ivashchuk, 1999); quantum generalization (solutions to WDW-equation) for certain cases where classical solutions were obtained; solutions for models with dilatonic fields with potentials, billiard behavior for them also and recently quantum billiards for D -dimensional cosmological models of generalized Bianchi-I type (all this with Ivashchuk) etc.

Some of these integrable models were also used for the calculation of temporal and space variations of the effective gravitational and fine structure constants, including the case with nonlinear in curvature

model (with Bronnikov). Comparison with the present experimental bounds allowed us to choose particular models or to single out some classes of solutions. Use of data on variations of fundamental constants was suggested as a test of cosmological, gravitational and unified models (2007).

A class of solutions depending on the radial variable in any dimensions was found as well (with Ivashchuk, Bronnikov): generalized Schwarzschild, Tangherlini solutions where BHs were singled out, also with a minimal scalar field; generalized Reissner–Nordstrom solutions (BHs were also singled out), the same was done with scalar field (no BHs); multi-temporal solutions; for dilaton-like interaction of scalar and electromagnetic fields (BHs exist only for a special case); stability studies (stable solutions only for the previous case); for obtained dilaton-forms (p-brane) interaction, the solutions' stability was found only in some cases, e.g. for one-form. PPN parameters for most models were calculated. Some new results on constants their variations and quantum billiards see in [7–9].

References

- [1] Staniukovich K. P. and Melnikov V. N. 1983 *Hydrodynamics, Fields and Constants in the Theory of Gravitation*, Moscow, Energoatomizdat in Russian.
- [2] Melnikov V. N. 2002 *Fields and Constants in the Theory of Gravitation*, (Rio de Janeiro: CBPF) MO-02/02
- [3] Melnikov V. N. 1993 *Exact Solutions and Variations of Constants* (Rio de Janeiro : CBPF) NF-051/93
- [4] Melnikov V. N. 1995 *Multidimensional Cosmology and Gravitation* (Rio de Janeiro: CBPF) MO-002/95
- [5] Melnikov V. N. 2002 *Exact Solutions in Multidimensional Gravity and Cosmology III* (Rio de Janeiro: CBPF) MO-03/02
- [6] Melnikov V. N. 2006 *Proc. Albert Einstein Century International Conference (Paris)* **861** (New York : AIP Conf Proc) p. 109
- [7] Bronnikov K. A., Melnikov V. N. et al 2013 *Gen. Rel. Gravitation* **45**, 12, 2509
- [8] Ivashchuk V. D. and Melnikov V. N. 2014 *Euro Phys. J* **3**, 2805, 1
- [9] Ivashchuk V. D. and Melnikov V. N. 2016 *J. Mod. Phys. A* **31** 1641009

NEUTRON STARS IN MODIFIED GRAVITY

Subharthi Ray

Astrophysics and Cosmology Research Unit,
School of Mathematics, Statistics and Computer Science,
University of KwaZulu-Natal

ABSTRACT

In our current understanding of the Universe, it is believed to be composed of about 4.9 % visible matter, 26.8 % dark matter and 68.3 % dark energy. Lack of proper understanding of these dark sectors (mainly dark energy) prompted scientists to address the problem from various approaches, including building up of phenomenological models with equation of states with a negative pressure, quintessence, etc. The other group of scientists believe that the late time acceleration of the Universe which drives the idea of dark energy, is just an artefact of modification of General Relativity at very large scales. There is a world wide effort going on at present to look at the possible 'correct model' of modified gravity theories so as to avoid the concept of dark energy. In the process, there are many available modified gravity models which are reasonably well tested for large scale structures. However, in order to make the theory of these modified gravity models to be *complete*, they also need to be tested to be viable for the strong gravity regime of a neutron star or a black hole. The present claim for the detection of the gravity waves from the merger of two intermediate mass black holes on September 14, 2015, rules out many of the modified gravity models. So also does the results from the *Planck* satellite mission. Here, I will briefly overview a few of the modified gravity models, coming from different considerations, and then I will discuss a particular case, where we study the structure of Neutron stars in the $f(R)=R+\alpha R^2$ model. We will address the issues we have faced in our study, and discuss the consequences and results.

NEW EXPERIMENTAL TESTS OF THE FOUNDATIONS OF THEORIES OF GRAVITY

C. S. Unnikrishnan

Tata Institute of Fundamental Research
Mumbai 400005, India

ABSTRACT

The foundational pillars for the construction of Einstein general theory of relativity are special relativity and the equivalence principle. Special relativity itself is based on the postulate of the invariance of the relative one-way velocity of light, relative to any inertial observer. Of course, the definition of an inertial observer is linked to what inertial forces are, which in turn goes back to the equivalence principle. Further, these theories were constructed and completed with empty space as their background physical space, well before observational cosmology and the knowledge about the real universe developed and their foundational assumptions, and hence zero background gravity. Therefore, they are explicitly in conflict with the gravitational background of the true matter-filled universe and their foundational aspects are to be experimentally probed in the laboratory, in the new light of modern cosmological evidence.

After a brief mention of projected tests of the equivalence principle with sensitivity beyond 1 part in 10^{14} , I will address experimental tests relating matter and gravity in the universe and the problem of inertia and inertial forces. Ampere's experiments on current-current interactions in electrodynamics has a realizable counterpart in gravity in this new perspective involving cosmic gravity. The results demonstrate that the conventional pseudo-forces have their origin in gravito-magnetic action involving cosmic gravity. Further, quantum dynamical phases in this context are important in optical interferometry and quantum Hall effect. I will also present some results on the dynamics of classical and quantum spin confirming these ideas, ranging from geometric phases to spintronics.

Finally, these ideas have a serious prediction regarding the propagation and relative one-way velocity of light because of the gravitational master frame of the universe playing the determining role as a preferred frame. I will end with novel experimental results on the one-way relative velocity of light that can be interpreted without ambiguity of theoretical assumptions related to clock synchronization.

References

1. C. S. Unnikrishnan, Physics in the 'Once-Given' Universe, in Recent Developments in Theoretical Physics, p 99, (Eds. Subir Ghosh and Guruprasad Kar, World Scientific, 2010).
2. C. S. Unnikrishnan, New experimental results on cosmic gravitational effects and the centenary Einstein's equations, in Proc. of 12th Asia-Pacific Int. Conf. on Gravitation, Astrophysics and Cosmology, pp. 94-100, (Eds. V. I. Melnikov and J-P. Hsu), World Scientific, Singapore, 2016)

РЕЛЯЦИОННЫЙ ПОДХОД К ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ И КОСМОЛОГИИ

Ю.С. Владимиров

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова,
Институт гравитации и космологии РУДН

АБСТРАКТ

В настоящее время имеются три главных подхода (парадигмы, концепции) к описанию физической реальности, в том числе к гравитации и космологии [1]: а) теоретико-полевого, б) геометрический и в) реляционный. В рамках этих подходов по-разному трактуются 1) природа пространства-времени, 2) соотношение гравитации и электромагнетизма, а также 3) понимание проблем космологии.

1. Природа пространства-времени.

а) В теоретико-полевом подходе пространство-время является априорно заданным фоном, на котором помещается материя и на основе которого строится вся физическая теория.

б) В геометрической парадигме по образному определению Дж. Уилера: "Пространство-время не есть арена для физики, это вся классическая физика"[2].

в) В реляционном подходе пространство-время не имеет статуса самостоятельной физической категории, а является абстракцией от системы отношений между материальными объектами.

2. Соотношение гравитации и электромагнетизма.

а) В теоретико-полевого парадигме гравитация и электромагнетизм являются двумя независимыми видами взаимодействий, отличающимися тензорной размерностью.

б) В геометрической парадигме электромагнетизм является своеобразным обобщением гравитации в рамках 5-мерной теории Калуцы.

в) В реляционной парадигме гравитация не является независимым видом взаимодействий, а представляет собой своеобразный квадрат электромагнитных взаимодействий.

3. Проблемы космологии.

а) В теоретико-полевого подходе космология строится на заранее заданном пространственно-временном фоне.

б) В геометрическом подходе ставится задача определения искривленности глобальной пространственно-временной структуры всей Вселенной на основе решений уравнений Эйнштейна (или их обобщений).

в) В реляционной парадигме ставится задача вывода классических пространственно-временных представлений из системы более элементарных отношений, присущих физике микромира. Это, в частности, относится и к обоснованию закономерностей космологии.

Конкретная физическая теория в рамках реляционного подхода строится на базе алгебраической теории систем отношений [3, 4]. Она приводит к теории прямого межчастичного гравитационного взаимодействия фоккеровского типа. В приложении к космологии показывается, что наблюдаемое космологическое красное смещение обусловлено испущенным, но еще не поглощенным электромагнитным излучением, включая реликтовое излучение [5]. На основе этой теории предлагаются подходы к обоснованию ряда других наблюдаемых явлений астрофизики.

Список литературы

- [1] Владимиров Ю.С. Метафизика. М.: БИНОМ (Лаборатория базовых знаний), 2009.
- [2] Уилер Дж. Гравитация, нейтрино и Вселенная. - М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1962, с. 334.
- [3] Владимиров Ю.С. Физика дальнего действия. Природа пространства-времени. - М.: Книжный дом "ЛИБРОКОМ 2012.
- [4] Владимиров Ю.С. Реляционная концепция Лейбница–Маха и фундаментальная физика. - М.: Книжный дом "ЛИБРОКОМ 2016.
- [5] Vladimirov Yu.S., Molchanov A.B. Relational justification of the cosmological redshift. // Gravitation and Cosmology, 2015, vol.21, No.4, p. 279-282.

ВАРИАЦИОННЫЙ ФОРМАЛИЗМ ВО ВНЕШНИХ ФОРМАХ В ПОСТРИМАНОВЫХ ПРОСТРАНСТВАХ СОВРЕМЕННОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

Б.Н. Фролов

Moscow Pedagogical State University,
Institute of Physics, Technology and Information Systems,
M. Pirogovskaya ul. 29, Moscow 119992, Russian Federation
frolovbn@orc.ru

АБСТРАКТ

Излагаются математические основы подхода к современной теории гравитационного поля, основанного на систематическом использовании геометрически обобщенных постримановых пространств. Используется формализм внешнего дифференциального исчисления, основы которого будут изложены. С помощью данного формализма будет изложена вариационная процедура получения уравнений гравитационного поля в постримановых пространствах на основе метода неопределенных множителей Лагранжа.

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ С УСКОРЕННЫМ РАСШИРЕНИЕМ ВСЕЛЕННОЙ

В.М. Журавлев

Ульяновский государственный университет
Научно-исследовательский технологический институт им. С. П. Капицы
Институт математики и механики им. Н.И. Лобачевского
Казанский федеральный университет
zhvictorm@gmail.com

АБСТРАКТ

В работе излагаются общие физические и математические аспекты построения космологических моделей, содержащих эпохи первичной и вторичной инфляции. Материальным источником гравитационного поля в рассматриваемых моделях является идеальная жидкость в форме смеси компонент с различным типом уравнения состояния и самодействующим скалярным полем. Пространство-время предполагается имеющим метрику Фридмана-Робертсона-Уокера. Основными физическими предположениями являются предположения об однородности пространства времени и термодинамическом равновесии всех компонент материи, что позволяет использовать общие соотношения термодинамики при выводе основных характеристик космологической эволюции.

План лекции:

1. Введение
2. Условие медленного скатывания.
 - (a) Полная энергия материи
 - (b) Вариационный принцип
3. Эффективное уравнение состояния материи
4. Общие свойства моделей с комбинированной материей
5. Термодинамический интеграл движения
6. Энергетическая фазовая плоскость
7. Классификация траекторий на фазовой плоскости
8. Общие выводы

Список литературы

- [1] Червон С.В., Журавлев В.М. Точные решения в моделях космологической инфляции, Изв. вузов. Серия Физика.- 1996.- N8.- С. 56-65

- [2] V.M. Zhuravlev, S.V.Chervon, V.K. Shchigolev. New exact solutions in standard inflationary models. Physics Letters B.- 1997.- V.398.- P. 269-273
- [3] Журавлев В.М., Червон С.В., ЩигOLEв В.К. Новые классы точных решений в инфляционной космологии. ЖЭТФ.- 1998.- Т. 114.- Вып. 2.- С. 179-190
- [4] V.M. Zhuravlev, S.V.Chervon. The cosmological model with an analitic exit from inflation. Proc. 19 Texas symp. Paris.- 1998. Mini-simp. 04.- "Early Univers.".-1998.- N 04/277
- [5] Червон С.В., Журавлев В.М. Сравнительный анализ точных и приближенных моделей космологической инфляции. Изв. взов. Серия физика.-2000.-N4, с. 76-84
- [6] Журавлев В.М., Червон С.В. Модели космологической инфляции, допускающие естественный выход на радиационно-доминированную стадию и эру преобладания вещества. ЖЭТФ.- 2000.- Т. 118.- N.2.- С. 259-272
- [7] Журавлев В.М. Двухкомпонентные космологические модели с переменным уравнением состояния вещества и тепловым равновесием компонент. ЖЭТФ.- 2001.- Т. 120.- Вып. 5.- С. 1042-1061
- [8] V. M. Zhuravlev, R. R. Abbyazov. Thermodynamics of Cosmological Models with a Variable Matter Equation of State. Grav. & Cosm.- 2010.-Vol. 16, No. 1, pp. 50–60.
- [9] V. M. Zhuravlev, T. V. Podymova, and E. A. Pereskokov. Cosmological Models with a Specified Trajectory on the Energy Phase Plane.Gravitation and Cosmology, 2011, Vol. 17, No. 2, pp. 101–109.

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ С НЕМИНИМАЛЬНОЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ СВЯЗЬЮ

С.В. Сушков

Казанский федеральный университет,
Казань, Россия

АБСТРАКТ

Лекция посвящена скалярно-тензорной теории гравитации, лагранжиан которой содержит члены вида $G^{\mu\nu}\phi_{,\mu}\phi_{,\nu}$, где $G^{\mu\nu}$ – тензор Эйнштейна, и ϕ – фундаментальное скалярное поле. Подобные члены описывают прямое взаимодействие скалярного поля с кривизной пространства-времени, причем это взаимодействие осуществляется через производные, что соответствует модификации кинетической энергии скалярного поля. По этой причине такое взаимодействие называют неминимальной кинетической связью. В лекции детально рассматриваются различные космологические [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7] и астрофизические [8, 9] приложения теории гравитации с неминимальной кинетической связью.

Список литературы

- [1] S.V. Sushkov, Exact cosmological solutions with nonminimal derivative coupling, Physical Review D 80 (2009) 103505.
- [2] E.N. Saridakis, S.V. Sushkov, Quintessence and phantom cosmology with nonminimal derivative coupling, Physical Review D 81, 083510 (2010).
- [3] S.V. Sushkov, Realistic cosmological scenario with non-minimal kinetic coupling, Physical Review D 85, 123520 (2012).
- [4] M.A. Skugoreva, S.V. Sushkov, A.V. Toporensky, Cosmology with nonminimal kinetic coupling and a power-law potential, Physical Review D 88, 083539 (2013).
- [5] Abzalov R. Cosmological perturbations in the theory of gravity with nonminimal kinetic coupling / R. Abzalov, S.V. Sushkov // TSPU Bulletin. – 2014. – 12(153) – P.13-16.
- [6] J. Matsumoto and S.V. Sushkov, Cosmology with nonminimal kinetic coupling and a Higgs-like potential, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 11 (2015) 047.
- [7] A.A. Starobinsky, S.V. Sushkov and M.S. Volkov, The screening Horndeski cosmologies, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 06 (2016) 007.
- [8] S.V. Sushkov, R. Korolev, Scalar wormholes with nonminimal derivative coupling, Classical Quantum Gravity 29, 085008 (2012).
- [9] R.V. Korolev and S.V. Sushkov, Exact wormhole solutions with nonminimal kinetic coupling

**THE EINSTEIN-MAXWELL-AETHER-AXION THEORY: THE POSSIBILITY OF A
DYNAMO-OPTICAL ANOMALY IN THE ELECTROMAGNETIC RESPONSE**

Timur Alpin

Kazan Federal University,
Kremlevskaya street 18, 420008, Kazan, Russia
`Timur.Alpin@kpfu.ru`

ABSTRACT

We consider a pp-wave symmetric model in the framework of the Einstein-Maxwell-aether-axion theory. Exact solutions to the equations of axion electrodynamics are obtained for the model, in which pseudoscalar, electric and magnetic fields were constant before the arrival of a gravitational pp-wave.

The main result of the presented work is the prediction that the interaction between a unit dynamic vector field, attributed to the macroscopic velocity of a cosmic substratum (aether, vacuum, dark matter, etc.), on the one hand, and an electrodynamic system, on the other hand, can provoke an anomalous electromagnetic response on the action of a pp-wave gravitational field.

ON FOUNDATION OF THE WEYL–DIRAC THEORY OF GRAVITATION

O.V. Babourova, B.N. Frolov

Moscow Pedagogical State University,
Institute of Physics, Technology and Information Systems,
M. Pirogovskaya ul. 29, Moscow 119992, Russian Federation
babourova@orc.ru

ABSTRACT

In [1] the Poincaré–Weyl gauge theory of gravitation (PWTG) has been constructed, proceeding from the requirement of the gauge invariance of the theory concerning the local Poincaré–Weyl group, in which the Poincaré group transformations are supplemented by spacetime stretching and compression (dilatations). It has been shown that spacetime obtains a geometrical structure of a Cartan–Weyl space. Besides, in this theory a requirement appears of necessary existence of the additional scalar field having so fundamental geometrical status, as well as the metrics, the tangent space metrics being the form, $g_{ab} = \beta^2 g_{ab}^M$ (g_{ab}^M is the constant Minkowski metrics). The given scalar field coincides by the properties with the scalar field introduced by Dirac. Such representation of the tangent space metrics is the consequence of the statement proved in [2] (see also [3]).

Lemma (*B.N. Frolov, 2003*). A tangent space basis of the general affine-metric space can not be chosen in a gauge covariant form as a "rigid" basis, in which all metric tensor components represent a set of the same numbers in each spacetime point.

Further on the basis of the PWTG the conformal theory of gravitation in a Cartan–Weyl space with the Dirac scalar field has been developed [4], which generalizes the Einstein–Cartan and the Poincaré gauge theories of gravitation on presence of nonmetricity of the Weyl's type and uses the Dirac scalar field for supporting conformance of the theory. This generalized theory of gravitation has been named *the Weyl–Dirac theory of gravitation*.

We use the exterior form variational formalism on basis of the Lemma on the commutation rule between variation and Hodge star dualization [4]. The independent variables are the nonholonomic connection 1-form Γ^a_b , the basis 1-form θ^a , the Dirac scalar field $\beta(x)$, and the Lagrange multipliers Λ^{ab} [4, 5]. The cosmological constant in the Einstein equation determines a vacuum energy density (dark energy). In the Weyl–Dirac conformal theory of gravitation, an effective cosmological constant $\beta^4 \Lambda$ appears.

The variational field equations have been solved at the very early stage of evolution of universe for the scale factor $a(t)$ and the field $\beta(t)$. The solution has been obtained [4, 5],

$$\beta(t) = e^{v(t)} = \frac{1}{1 - e^{-\lambda(t+t_0)}}, \quad a(t) = a_0 e^{\frac{\lambda}{3}(t+t_0)} (1 - e^{-\lambda(t+t_0)})^{4/3}. \quad (1)$$

This solution realizes exponential diminution of the field β , and thus sharp exponential decrease of physical vacuum energy (dark energy) by many orders. Therefore application of the Weyl–Dirac theory can give a way to solving, as a consequence of fields dynamics at the early Universe, the fundamental problems of the modern theoretical physics – the cosmological constant problem.

A static spherically symmetric solution of the field equations in vacuum (in case of $\Lambda = 0$) has been obtained for a central compact mass m [4, 6].

$$ds^2 = e^{\mp \frac{kr_0}{r}} ds_{YR}^2, \quad ds_{YR}^2 = e^{-\frac{r_0}{r}} dt^2 - e^{\frac{r_0}{r}} (dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)). \quad (2)$$

The metrics (2b) is known as the Yilmaz–Rosen (YR) metrics belonging to the Madjumdar–Papapetou class. The interest to this metrics is the consequence of the fact that, if one puts, $r_0 = r_g = 2Gm/c^2$, then this metrics at large distances gives the same results as the Schwarzschild metrics even in the post-Newtonian approximation.

In [4] the authors has formulated the hypothesis that *the Dirac scalar field is realized itself not only as the 'dark energy', but also as one of the components of the 'dark matter'*.

A radial motion of a test body under the metrics (2a) has been considered. If one uses the Newton approximation, then one obtains the approximate equality ,

$$\frac{v_{\text{inf}}^2 - v_{\text{inf}/0}^2}{c^2} \approx \mp k \left(\frac{r_g}{R} \right)_{\text{Earth}}, \quad (3)$$

where $v_{\text{inf}/0}$ is the value of the velocity at infinity calculated under the condition $k = 0$.

The data on Galileo, Cassini and other Earth flyby of the interplanetary spacecrafts shows the increases Δv_{inf} in the asymptotic line-of-sight velocity v_{inf} , of the order of $1 \div 10 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ [8]. The authors explain this as dark matter influence on motion of a test body.

The results were obtained within the framework of performance of the state task No 3.1968.2014/K of the Ministry of education and science of the Russian Federation.

References

- [1] Babourova O. V., Frolov B. N., Zhukovsky V. Ch. // Phys. Rev. D. – 2006. – Vol. 74. – Pp. 064012-1-125 (arXiv:gr-qc/0508088).
- [2] Frolov B. N. Poincaré Gauge Theory of Gravitation. – MPGU. – Moscow. – 2003.
- [3] Babourova O. V., Frolov B. N., Febres E. V. // Russ. Phys. J. - 2015. – V. 58, No. 2. – P. 283–285; Izv. Vyssh. Uch. Zaved. Fizika. – 2015. – V. 58, No. 2. –P. 129–130.
- [4] Babourova O. V., Frolov B. N. // Mathematical foundations of the modern theory of gravitation. – MPGU. – Moscow. – 2012.
- [5] Babourova O. V., Frolov B. N. // Phys. Res. Intern. – V. 2015. – Article ID 952181.
- [6] Babourova O. V., Frolov B. N., Kudlaev P. E., Romanova E. V. // In: Gravitation, Astrophysics, Cosmology / Proc. 12th Asia-Pacif. Int. Conf. – 2016. – P. 191–195.
- [7] Babourova O. V., Frolov B. N., Kudlaev P. E., Romanova E. V. // Vestnik RUDN, ser. “Mathematics. Informatics. Physics”. – 2016. – to be published.
- [8] Iorio L. // Int. J. Mod. Phys. D. – 2015. – V. 24, No 6. – 1530015 (37 p.)

DILATON-SPIN DARK MATTER AND EVOLUTION OF UNIVERSE

O.V. Babourova, V.V. Zaigrova

Moscow Pedagogical State University,
Institute of Physics, Technology and Information Systems,
M. Pirogovskaya ul. 29, Moscow 119992, Russian Federation
babourova@orc.ru

ABSTRACT

The basic concept of the modern fundamental physics consists in proposition that spacetime geometrical structure is compatible with the properties of matter filling the spacetime. As a result of this fact the matter dynamics exhibits the constraints on a metric and a connection of the spacetime manifold.

In [1, 2] the perfect dilaton-spin fluid, as a model of the dilaton dark matter, is considered as the source of the gravitational field. Each particle of such fluid is endowed with the spin-dilaton tensor $J^p_q = S^p_q + (1/4)\delta^p_q J$, where S^p_q is a spin tensor, J is a dilaton charge. Dilaton-spin matter generates the geometrical structure of Cartan–Weyl spacetime with a curvature 2-form $\mathcal{R}^a_b$, a torsion 2-form $\mathcal{T}^a$ and a nonmetricity 1-form $\mathcal{Q}_{ab}$ obeying the Weyl's condition, $\mathcal{Q}_{ab} = \frac{1}{4}g_{ab}\mathcal{Q}$.

In [3] the modified variational formalism is advanced, according to which the Dirac scalar field [4] β is entered in the Lagrangian density (via Lagrange multipliers) as a representation of a tangent space metric, $g_{ab} = \beta^2 g^M_{ab}$, where g^M_{ab} are the constant components of the Minkowski metric tensor and an arbitrary function of spacetime points β describes some scalar field of geometrical nature. Such a metric tensor representation follows from the Poincaré–Weyl gauge theory, advanced in [5], and corresponds to a lemma (to B.N. Frolov, 2003) about a metric tensor of a general affine-metric space, proved in [6] (see also [3]).

The Lagrangian density 4-form of the theory in exterior form formalism one can find in [3, 7]. We use the exterior form variational formalism on the base of the Lemma on the commutation rule between variation and Hodge star dualization [2]. The independent variables are the nonholonomic connection 1-form Γ^a_b (Γ -equation), the basis 1-form θ^a (θ -equation), the components of the tangent space metric g_{ab} (g -equation), the Dirac scalar field $\beta(x)$ (β -equation), and the Lagrange multipliers, which yield the Weyl's condition and the tangent space metrics representation.

The solution of the variational equations is obtained for the evolution of the homogeneous and isotropic universe (with Friedman–Robertson–Walker (FRW) metrics) filled with the dilaton-spin dark matter and dark energy described by the generalized cosmological term $\beta^4\Lambda$. We obtain the modified Friedmann–Lemaître (ModFL) equation [1],

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{\varkappa}{3}(\varepsilon + \varepsilon_v - E(Jn)^2), \quad (1)$$

where ε is a dilaton-spin dark matter energy density with the equation of state, $p = w\varepsilon$, ε_v is a vacuum energy density with the equation of state, $p_v = -\varepsilon_v < 0$, n is a fluid particles concentration, and a constant E is determined by coupling constants of the Lagrangian density of the theory.

Let us consider the case of super early universe, when the scalar field β is very intensive and obeys to the super-stiff equation of state, $w = 1$, and also the dilaton-spin fluid obeys to the super-stiff equa-

tion of state. Then the modified Friedman–Lemaître equation has the solution, $a = a_{\min}(\cosh \sqrt{3\Lambda}t)^{\frac{1}{3}}$, corresponding to the initial data, $t = 0$, $a = a_{\min}$.

This solution describes the inflation-like stage of the evolution of the Universe, which continues until the equation of state of the dilaton matter will change and will become differ from the super-stiff equation of state.

When $a \gg 1$ the modified Friedman–Lemaître equation has the form,

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{\varkappa}{3} \left(\varepsilon_v - \frac{1}{2}(1+3w)\varepsilon(t) \right), \quad \varepsilon a^{3(1+w)} = \mathcal{E}_w = \text{const} > 0, \quad (2)$$

where $\varepsilon(t)$ is the current value of the dilaton-spin fluid energy density. This equation is valid for the most part of the history of the Universe. Before the point of inflection ($\ddot{a} = 0$),

$$a_2 \approx \left(\frac{(1+3w)\mathcal{E}_w}{2\varepsilon_v} \right)^{\frac{1}{3(1+w)}}, \quad (3)$$

one has a Friedman stage of Universe evolution with decelerating expansion. After this point one has a modern post-Friedman stage with accelerating expansion (“second inflation”).

The results were obtained within the framework of performance of the state task No 3.1968.2014/K of the Ministry of education and science of the Russian Federation.

References

- [1] Babourova O. V., Frolov B. N. // *Class. Quantum Grav.* – 2003. – V. 20. – P. 1423–1441.
- [2] Babourova O. V., Frolov B. N. // *Mathematical foundations of the modern theory of gravitation.* – MPGU. – Moscow. – 2012. – in Russian.
- [3] Babourova O. V., Frolov B. N., Febres E. V. // *Russ. Phys. J.* - 2015. – V. 58, No. 2. – P. 283–285; *Izv. Vyssh. Uch. Zaved. Fizika.* – 2015. – V. 58, No. 2. –P. 129–130.
- [4] Dirac P. A. M. // *Proc. Roy. Soc.* – 1973. – Vol. A333. – Pp. 403–418.
- [5] Babourova O. V., Frolov B. N., Zhukovsky V. Ch. // *Phys. Rev. D.* – 2006. – Vol. 74. – Pp. 064012-1-125 (arXiv:gr-qc/0508088).
- [6] Frolov B. N. *Poincaré Gauge Theory of Gravitation.* – MPGU. – Moscow. – 2003. – 160 p. – in Russian.
- [7] Babourova O. V., Frolov B. N., Zaigrova V. V. // In: *Physical Interpretation of Relativity Theory: Proc. Int. Conf. PIRT-2015. Moscow, 29 June – 2 July 2015.* – Moscow: BMSTU, 2015. – P. 60–66.

BIRKHOFF'S THEOREM AND STRING CLOUDS

K.A. Bronnikov, M.V. Skvortsova

Peoples' Friendship University of Russia,
Moscow, Russia

ABSTRACT

We consider spherically symmetric space-times in GR under the unconventional assumptions that the spherical radius r is either a constant or has a null gradient in the (t, x) subspace orthogonal to the symmetry spheres (i.e., $(\partial r)^2 = 0$). It is shown that solutions to the Einstein equations with $r = \text{const}$ contain an extra (fourth) spatial or temporal Killing vector and thus satisfy the Birkhoff theorem under an additional physically motivated condition that the lateral pressure is functionally related to the energy density. This leads to solutions that directly generalize the Bertotti-Robinson, Nariai and Plebanski-Hacyan solutions. Under similar conditions, solutions with $(\partial r)^2 = 0$ but $r \neq \text{const}$ contain a null Killing vector, which again indicates a Birkhoff-like behavior. Furthermore, it is shown that a perfect fluid with isotropic pressure and a massive or self-interacting scalar field cannot be sources of gravitational fields with a null but nonzero gradient of r . Exact radial wave solutions for such geometries are obtained with an anisotropic fluid and a gas of radially directed cosmic strings combined with a massless scalar field or pure radiation.

RELATIVISTIC THERMODYNAMICS OF RADIATING STARS

Robert S. Bogadi, Megandhren Govender, Sunil Maharaj

Department of Mathematical Sciences
University of KwaZulu-Natal, South Africa
213572912@stu.ukzn.ac.za

ABSTRACT

In this work, we investigate the effect of anisotropic stresses (radial and tangential pressures being unequal) for a collapsing fluid sphere dissipating energy in the form of radial flux. The collapse starts from an initial static sphere described by the Bowers and Liang solution and proceeds until the time of formation of the horizon. We find that the surface redshift increases as the stellar fluid moves away from isotropy. We explicitly show that the formation of the horizon is delayed in the presence of anisotropy with the radial pressure dominating the tangential pressure. This is an interesting feature of our model which directly links the anisotropy in the pressure to the dynamical nature of the collapse, thus demonstrating that significantly different outcomes may be obtained through the inclusion of pressure anisotropy in comparison with homogeneous, isotropic systems. The evolution of the temperature profiles is investigated also by employing a causal heat transport equation of the Maxwell-Cattaneo form. Both the Eckart and causal temperatures are enhanced by anisotropy at each interior point of the stellar configuration.

THE GRAVITATIONAL FIELD IN THE RELATIVISTIC UNIFORM MODEL WITHIN THE FRAMEWORK OF THE COVARIANT THEORY OF GRAVITATION

Sergey G. Fedosin

Sviazeva Str. 22-79, Perm, 614088, Perm region, Russian Federation
intelli@list.ru

ABSTRACT

The relativistic theory describes the physics of phenomena more precisely than classical mechanics. This leads to the fact that an ideal uniform model of a body with a constant mass density must be replaced by the relativistic uniform model. In the relativistic model the mass density can be the coordinate function, but it is considered a constant invariant mass density in the reference frames, associated with the particles that make up the body. Due to the motion of the particles the effective mass density in the system differs from the invariant values, which introduces additional corrections into the values of the field functions and into the systems energy. For the relativistic uniform system with an invariant mass density the exact expressions are determined for the potentials and strengths of the gravitational field, the energy of particles and fields. It is shown that, as in the classical case for bodies with a constant mass density, in the system with a zero vector potential of the gravitational field, the energy of the particles, associated with the scalar field potential, is twice as large in the absolute value as the energy defined by the tensor invariant of the gravitational field.

WEYL–DIRAC THEORY OF GRAVITATION AND ITS CONSEQUENCES

B.N. Frolov, P.E. Kudlaev

Moscow Pedagogical State University,
Institute of Physics, Technology and Information Systems,
M. Pirogovskaya ul. 29, Moscow 119992, Russian Federation
frolovbn@orc.ru

ABSTRACT

The Weyl–Dirac theory of gravitation has been developed in [1] on basis of the Poincaré–Weyl gauge theory of gravitation (PWTG) [2]. This theory is the conformal theory of gravitation in a Cartan–Weyl spacetime with the Dirac scalar field [3], which supports conformance of the theory.

In [1] the hypothesis has been formulated that *the Dirac scalar field is realized itself not only as the 'dark energy', but also as one of the components of the 'dark matter'*. The variational equations of the theory are deduced in a formalism of external forms. The solution of these equations is obtained for the static spherically symmetric case in vacuum [4] ($\Lambda = 0$, k is determined by the coupling constants in the Lagrangian density),

$$ds^2 = e^{\mp \frac{kr_0}{r}} ds_{YR}^2, \quad ds_{YR}^2 = e^{-\frac{r_0}{r}} dt^2 - e^{\frac{r_0}{r}} (dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)). \quad (1)$$

The metrics (1b) is known as the Yilmaz–Rosen (YR) metrics [5, 6]. If we put, $r_0 = r_g = 2Gm/c^2$, then this metrics in the post-Newtonian approximation at large distances gives the same results as the Schwarzschild metrics. In the simplest case the constant k can be choozen as $k = 1/\sqrt{l_1}$, where l_1 is the coupling constant in the Lagrangian density.

Let's consider a radial motion of a test body under the influence of the metrics (1) [7]. The t -component of the geodesic equation has the first integral (see [8]),

$$e^{-(1\pm k)\frac{r_g}{r}} \frac{cdt}{ds} = E_0 = const. \quad (2)$$

Let us divide (1) on ds^2 and put $d\theta = 0$, $d\phi = 0$. Then after some transformations we shall obtain for radial movement the following functional dependence between the velocity v of a test body and the radial coordinate r ,

$$\frac{v^2}{c^2} = e^{-\frac{2r_g}{r}} \left(1 - \frac{1}{E_0^2} e^{-(1\pm k)\frac{r_g}{r}} \right). \quad (3)$$

This equation yields the identity,

$$\frac{v_{\inf}^2}{c^2} = 1 - \frac{1}{E_0^2}, \quad (4)$$

where $v_{\inf}$ is an asymptotical value of the test body velocity at infinity.

Let's apply the equalities (3) and (4) to the motion of interplanetary spacecrafts starting from the Earth (ignoring its rotation). If we use the Newton approximation in this case, then we obtain the approximate equality,

$$\frac{v_{\inf}^2 - v_{\inf/0}^2}{c^2} \approx \mp k \left(\frac{r_g}{R} \right)_{Earth}, \quad (5)$$

where $v_{\text{inf}/0}$ is the value of the test body velocity at infinity calculated in the case $k = 0$.

The data on Galileo, Cassini and other Earth flyby of the interplanetary spacecrafts shows the increases Δv_{inf} in the asymptotic line-of-sight velocity v_{inf} , of the order of $1 \div 10 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ [9]. Therefore the value of (5) is not zero. From this fact one can made two conclusions. First, we need to choose the second sign in the solution (1). Second, the formula (5) allows to estimate the values of k and l_1 , and thus the value of the Dirac field rest mass being derived by the Higgs machinery [10].

The results were obtained within the framework of performance of the state task No 3.1968.2014/K of the Ministry of education and science of the Russian Federation.

References

- [1] Babourova O. V., Frolov B. N. // Mathematical foundations of the modern theory of gravitation. – MPGU. – Moscow. – 2012. – in Russian.
- [2] Babourova O. V., Frolov B. N., Zhukovsky V. Ch. // Phys. Rev. D. – 2006. – Vol. 74. – Pp. 064012-1-125 (arXiv:gr-qc/0508088).
- [3] Dirac P. A. M. // Proc. Roy. Soc. – 1973. – Vol. A333. – Pp. 403–418.
- [4] Babourova O. V., Frolov B. N., Kudlaev P. E., Romanova E. V. // In: Gravitation, Astrophysics, and Cosmology / Proc. 12th Asia-Pacific Int. Conf. (Moscow, 28 Jun-5 July 2015). – 2016. – Pp. 191–195.
- [5] Yilmaz H. // Phys. Rev. – 1958. – Vol. 111. – Pp. 1417–1426.
- [6] Rosen N. // Ann. Phys. (N.Y.). – 1974. – Vol. 84. – Pp. 455–473.
- [7] Babourova O. V., Frolov B. N., Kudlaev P. E., Romanova E. V. // Vestnik RUDN, ser. “Mathematics. Informatics. Physics”. – 2016. – to be published.
- [8] Vladimirov Yu. S. Classical theory of gravitation. – URSS. – Moscow. – 2013. – 264 p. – in Russian.
- [9] Iorio L. // Int. J. Mod. Phys. D. – 2015. – V. 24, No 6. – 1530015 (37 p.).
- [10] Frolov B. N. // In “Gravity, Particles and Spacetime” / Eds. P. Pronin and G. Sardanashvily. – World Scientific. – Singapore. – 1996. – Pp. 113–144.

EFFECT OF SELF-ACTION IN THE WORMHOLE SPACETIMES

Arkady Popov

Institute of Mathematics and Mechanics,
Kazan Federal University, 18 Kremlyovskaya St.,
Kazan, 420008, Russia

ABSTRACT

The motion of a charged point-like object in a fixed background spacetime, is affected by the coupling between the object's own charge, and the field that this charge induces. This coupling results in a self-force acting on the object. At leading order, the object's acceleration due to this self-force (in the absence of non-gravitational external interactions) is proportional to q^2/M , where q and M denotes the object's charge and mass, respectively. This leading order is obtained by treating the particle's field as a linear perturbation over a fixed curved background spacetime.

In flat spacetime this effect is produced by a local distortion of the field lines associated with the particles acceleration. For electrically charged particles in flat spacetime, the self-force is given by the Abraham-Lorentz-Dirac formula. In the gravitational field the self-energy problem becomes more complicated. The reason is that contribution to the self-energy in this case is non-local. The self-force problem for an electric charge in a curved space background was first investigated by DeWitt and Brehme and later by Hobbs[1]. The gravitational self-force was first calculated almost simultaneously by Mino, Sasaki and Tanaka[2] and by Quinn and Wald[3]. Later, Quinn derived the equivalent formula for a charge coupled to a minimally-coupled massless scalar field[4].

Analysis of the self-force in curved spacetime also has a practical motivation: one possible source for LISA - the planned spacebased gravitational wave detector, is a binary system with an extreme mass ratio, which inspirals toward coalescence. Here, the self-force is required for the calculation of the accurate orbital evolution of such systems. These orbits are needed in order to design templates for the gravitational waveforms of the emitted gravitational radiation.

A number of simple static configurations has been analyzed, including the self-force acting on scalar or electric charges held static in the spacetime of a Schwarzschild black hole[5], electric or magnetic dipoles which are static outside a Schwarzschild black hole[6], a static electric charge outside a Kerr black hole[7] or a Kerr-Newman black hole[8], a static electric charge in a spherically-symmetric Brans-Dicke field[9]. The self-force can be nonzero for a static particle in flat spacetimes of the topological defects[10]. In curved spacetimes with nontrivial topological structure the investigations of this type have the additional interesting features[11].

Unfortunately, the authors do not know the results of calculation of the self-force of the charge, which is the source of a massive field. In this paper we consider the problem of computing the self-force on a scalar charge at rest in the spacetimes of long throats, allowing for the arbitrary values of the mass of field and coupling constant. It gives the possibility to compare the explicit calculation of the self-force in the limit of large mass of the field with the corresponding result of paper[12].

References

- [1] J. Hobbs, *Ann. Phys.* **47**, 141 (1968).
- [2] Y. Mino, M. Sasaki, T. Tanaka, *Phys. Rev. D* **55**, 3457 (1997).
- [3] T. C. Quinn, R. M. Wald, *Phys. Rev. D* **56**, 3381 (1997).
- [4] T. Quinn, *Phys. Rev. D* **62**, 064029 (2000).
- [5] A. G. Wiseman, *Phys. Rev. D* **61**, 084014 (2000).
- [6] B. Léauté and B. Linet, *Class. Quantum Grav.* **1**, 55 (1984).
- [7] A. C. Ottewill and P. Taylor *Phys. Rev. D* **86**, 024036 (2012).
- [8] D. Lohiya, *J. Phys. A* **15**, 1815 (1982).
- [9] B. Linet and P. Teyssandier, *Gen. Relativ. Grav.* **10**, 313 (1979).
- [10] N. Khusnutdinov, *Teor. Mat. Fiz.* **103**, 339 (1995). [*Theor. Math. Phys.* **103**, 603 (1995).]
- [11] M. Casals, S. Dolan, A. Ottewill and B. Wardell, *Self-Force Calculations with Matched Expansions and Quasinormal Mode Sums*, arXiv:0903.0395 [gr-qc]
- [12] A. Popov, *Phys. Rev. D* **84**, 064009 (2011).

EXACT SOLUTIONS FOR A CHIRAL COSMOLOGICAL MODEL IN 5D EGB GRAVITY

A.S. Kubasov, S.V. Chervon

S. Maharaj

Ilya Ulyanov State Pedagogical University

University of KwaZulu-Natal

A. Beesham

University of Zululand

ABSTRACT

The set of exact solutions in the 2-component chiral cosmological model (CCM) in 5D Einstein-Gauss-Bonnet (EGB) gravity have been obtained for the Emergent Universe in [1]. The evolution of a scale factor was written in the form $a(t) = A(\beta + e^{\alpha t})^m$. For obtaining this results, it was suggested the special ansatz. In given contribution we study new possibilities for exact solutions construction with adopted ansatz for various types of specially-flat Universe evolution including power-law, power-law-exponential and hyperbolic scale factor.

The action of the model is:

$$S = \int d^5x \sqrt{-g} \left(\frac{1}{2}R + \frac{1}{2}\bar{\alpha}R_{GB} + \frac{1}{2}h_{AB}(\varphi)\varphi^A_{,a}\varphi^B_{,b}g^{ab} - V(\varphi) \right), \quad (1)$$

where R_{GB} is the Lovelock tensor defined as $R_{GB} = R^2 - 4R_{ab}R^{ab} + R_{abcd}R^{abcd}$. $\bar{\alpha}$ is the Gauss-Bonnet parameter.

Let us consider 5D space-time with FRW-type metric

$$dS^2 = -dt^2 + a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - \varepsilon r^2} + r^2(d\theta + \sin^2\theta(d\varphi^2 + \sin^2\varphi d\chi^2)) \right), \quad (2)$$

and a CCM with the 2-component diagonal metric of a target-space

$$ds_{ts} = h_{11}d\phi^2 + h_{22}(\phi, \psi)d\psi^2, \quad (3)$$

The system of fields' and Einstein equations may be found in [1]. We follow to the notations used in [1]. For the case of spatially-flat Universe from Einstein's equations we can express the kinetic and the potential energy:

$$-\frac{2}{3}K(t) = [1 + 2\bar{\alpha}H^2]\dot{H} = -\frac{1}{3}(h_{11}\dot{\phi}^2 + h_{22}(\phi, \psi)\dot{\psi}^2) \quad (4)$$

$$\frac{V}{6} = H^2 + \frac{1}{4}\dot{H} + \bar{\alpha}H^2 \left(H^2 + \frac{1}{2}\dot{H} \right) \quad (5)$$

To obtain the solution of the model under consideration we may use the decomposition suggested in [1] and the special ansatz [2] which can be represented as:

$$h_{11}\dot{\phi}^2 = -3\dot{H}, \quad h_{22}(\psi)\dot{\psi}^2 = -6\bar{\alpha}H^2\dot{H}, \quad V(\phi, \psi) = V_1(\phi) + e^{f(\phi)}V_2(\psi) \quad (6)$$

where $V_1(\phi(t)) = 6H^2 + \frac{3}{2}\dot{H}$, $e^{f(\phi(t))}V_2(\psi(t)) = 6\bar{\alpha}H^2(H^2 + \frac{1}{2}\dot{H})$, the $f(\phi)$ – is the function on time, defined from compatibility later on, $h_{11} = 1$.

In the work [1] it was proved, that the exact solutions for the 2-component CCM for Emergent Universe can be obtained only for chiral fields without kinetic interaction. In given contribution we will present the solutions with kinetic interaction of the chiral fields between them.

First of all let us consider the case without kinetic interaction between fields. So we set $h_{11} = h_{22} = 1$. After that simplification we can represent "ansatz solution":

$$\dot{\phi}^2 = -3\dot{H} \quad (7)$$

$$\dot{\psi}^2 = -6\bar{\alpha}H^2\dot{H} \quad (8)$$

$$V_1(\phi) = 6H^2 + \frac{3}{2}\dot{H} \quad (9)$$

$$V_2(\psi) = 6\bar{\alpha}H^2 \left(H^2 + \frac{1}{2}\dot{H} \right) \quad (10)$$

Substitution equations (7)-(10) into fields equations gives us identities. Note that for $h_{22} = 1$ we obtain $f(\phi) = \text{const}$ and the term $e^{f(\phi)}$ may be included into $V_2(\psi)$.

Thus to construct exact solutions we may use the evolution law of the universe. That is, for a given scale factor $a(t)$ (or Hubble parameter $H(t)$) one can obtain the form of the potential and the kinetic energy from (7)-(10). Chiral fields may be defined in quadratures or in elementary functions depending on given form of a scale factor.

To prove the existence of the solutions with the kinetic interaction between chiral fields we use the ansatz (6). It gave us possibility to obtain the solution for power law expansion with the scale factor $a(t) = At^m$. The interaction term is

$$h_{22} = Ct^{2m-1}$$

The solution for the chiral fields is

$$\phi - \phi_* = \sqrt{3m} \ln t, \quad \psi - \psi_* = \sqrt{6\bar{\alpha} \frac{m^3}{C} \frac{t^{5/2-m}}{5/2-m}} \quad (11)$$

The reconstruction of potentials gives

$$V_1(\phi) = m(6m - 3/2) \exp \left(-2 \frac{\phi - \phi_*}{\sqrt{3m}} \right) \quad (12)$$

$$V_2(\psi) = 3\bar{\alpha}m^3(2m - 1) \left(\frac{2\sqrt{6\bar{\alpha}m^3}}{(5 - 2m)\sqrt{C}} (\psi - \psi_*) \right)^{-\frac{10}{5-2m}} \quad (13)$$

With the same method we obtain the solutions for the power-law-exponential expansion and for the hyperbolic scale factor.

References

- [1] S.V. Chervon, S.D. Maharaj, A. Beesham, A.S. Kubasov. Gravitation and Cosmology. 2014. Vol. 20, No.3, pp. 176-181.
- [2] S.V. Chervon, I.V. Fomin, A.S.Kubasov. "Scalar and Chiral Fields in Cosmology", Ulyanovsk, UISPU, 2015 – 216P.

TIDAL ACCELERATION OF PARTICLES WITH RADIAL AND ANGULAR VELOCITIES IN THE KERR METRIC

A.M. Rasulova

Herzen Russian State Pedagogical University,
48, Moika, St. Petersburg 191186, Russia

Institute of Limnology, RAS,
Sevastyanov st. 9, St. Petersburg, 196105, Russia
ARasulova@gmail.com

ABSTRACT

We obtained geodesic deviation equations in the Kerr metric for relativistic particles with angular or radial motion velocity. The radial movement of particles with such speed is possible up to the static limit. Any particle moves around the black hole and receives the angular component of velocity in the ergosphere.

A study of the sign of the deviation vector components helps us to know about geodesics diverge or converge from each other. For example, if the angular momentum of the black hole is equal $0.98M$, along the radial direction geodesics diverge in case of any velocities.

The sign of polar and azimuth components of the vector deviation depends on the distance to the limit of static, the angular momentum of the black hole, the particle velocity, and it can take both positive and negative values.

For cases of polar and equatorial planes the velocity tends to zero or to the speed of light, we received the deviation equations convenient for the analytical analysis.

WHAT LIES BEYOND GENERAL RELATIVITY? AN EXPERIMENTAL PERSPECTIVE

C. S. Unnikrishnan

Tata Institute of Fundamental Research
Mumbai 400005, India

ABSTRACT

The recent detection of gravitational waves is considered the culmination of tests of all major predictions of Einstein theory of gravity – the General Theory of Relativity. Combined with the precision tests of equivalence principle, GTR is now considered the only reasonable survivor and it is projected to preserve its winner status for centuries to come.

However, in spite of its triumph on every testable front so far, there is one glaring gap which was bypassed in the construction of the theory by subsuming the gap itself as one of its starting postulates. This is the problem of inertia and pseudo-forces, closely related to the physical origin of the equivalence between inertia and the charge of gravity, or mass. Einstein's expressed regret of not being able to incorporate the Mach's principle in GTR is the statement of this remaining gap in the theory.

It turns out that examining this gap closely takes us to hitherto unexplored foundations of the theories of relativity that reveals serious issues about the true empirical basis and meaning of the foundations. We discuss three crucial experiments, in electrodynamics of moving charges, propagation of light relative inertial observers and current-current interactions in gravity to address and test the foundational postulates. The results unambiguously point to the need for a paradigm change and show us what lies beyond general relativity. Incorporating these experimental results can complete the theory, but renders it fundamentally different in character with new predictions, while preserving all its tested predictions. We present the modified theory in terms of a "Centenary Einstein's Equation" and discuss some consequences.

The new paradigm, called Cosmic Relativity, provides the physically consistent covering paradigm for theories of dynamics, relativity as well as gravitation in a comprehensive and consistent frame work in the true universe, which is matter-energy filled with nearly critical density. It has no freedom of additional postulates and has unambiguous falsifiable predictions. We will derive the principle of relativity, law of dynamics, the equivalence principle and all details of pseudo-forces from this framework. The physical effects involving spin and gravity are emphasized in particular and relevant experimental results will be presented.

References

1. C. S. Unnikrishnan, Physics in the 'Once-Given' Universe, in Recent Developments in Theoretical Physics, p 99, (Eds. Subir Ghosh and Guruprasad Kar, World Scientific, 2010).
2. C. S. Unnikrishnan, Int. Jl. Mod. Phys (Conf. series) 30, 1460267 (2014).
3. C. S. Unnikrishnan, Dynamics, Relativity and the Equivalence Principle in the once-given Universe, in Proc. of the Moriond meeting on Gravitation, La Thuile, 2015, pp. 177-180 (Eds. E. Augé, J. Dumarchez and J. Tran Thanh Van).

4. C. S. Unnikrishnan, New experimental results on cosmic gravitational effects and the centenary Einstein's equations, in Proc. of 12th Asia-Pacific Int. Conf. on Gravitation, Astrophysics and Cosmology, pp. 94-100, (Eds. V. I. Melnikov and J-P. Hsu), World Scientific, Singapore, 2016)

ULTRA-HIGH ENERGY PARTICLE COLLISIONS NEAR BLACK HOLES AND SUPER-PENROSE PROCESS (REVIEW)

O.B. Zaslavskii

Kharkov V. N. Karazin National University

ABSTRACT

A brief review of the effect of acceleration of particles by rotating and charged black holes to unbound energies in the centre of mass frame is suggested. Simple and general explanations of the effect are given: (i) the kinematic one based on the behaviour of relative velocity of colliding particles near the horizon, (ii) the geometric one, based on properties of particles' four-velocities with respect to a local light cone near the horizon. The similar effect near the inner black hole horizon is also discussed and the role of the bifurcation point is revealed. Collisions in the magnetic field and near multi-black hole configurations are discussed. Alternative mechanisms due to collisions inside ergosphere are also possible. We also consider possibility of the super-Penrose process (infinite efficiency of the energy extraction).

THE EVOLUTION COUPLING CONSTANTS IN THE THEORY OF INDUCED GRAVITY. SOLUTION TO THE COSMOLOGICAL CONSTANT

Farkhat Zaripov

Kazan Federal University
18 Kremlyovskaya St., Kazan 420008, Russia
Farhtat.Zaripov@kpfu.ru

ABSTRACT

This research is an extension of the author's article, in which conformally invariant generalization of string theory was suggested to higher-dimensional objects. Special cases of the proposed theory are Einstein's theory of gravity and string theory.

This work is devoted to the formation of self-consistent equations of the theory of induced gravity in the presence of matter in the form of a perfect fluid that interacts with scalar fields. The study is done to solve these equations for the case of the cosmological model. In this model time-evolving gravitational and cosmological "constants" take place which are determined by the square of scalar fields. The values of which can be matched with the observational data.

The equations that describe the theory have solutions that can both match with the solutions of the standard theory of gravity as well as it can differ from it. This is due to the fact that the fundamental "constants" of the theory, such as gravitational and cosmological, can evolve over time and also depend of the coordinates. Thus, in a rather general case the theory describes the two systems (stages): Einstein and "evolving" or "restructuring". This process is similar to the phenomenon of phase transition, where the different phases (Einstein gravity system, but with different constants) transit into each other.

In this paper we investigate the so-called equilibrium solution:

$$Y(t) = c_2 \dot{a} + Y_0, \quad (1)$$

where c_2 , Y_0 - constants of integration, $a(t)$ - the scale factor. This solution is interesting because, that is, transitions from stage into stage (and vice versa) occur at the points where the second derivative of the scale factor changes sign therefore goes from slow-motion expansion into accelerated and vice versa.

From the comparison of the equations follows that two gravitational constants manifest themselves: $G_{eff} = |\frac{w}{2\xi Y_0}|$ - cosmological gravitational constant $G_{eff} = |\frac{w}{2\xi Y}|$ - constant (possibly) contributing to the gravitational interaction between the massive bodies. In this model function is defined by solution (1) and . Solution (1) is interesting because $\dot{Y} = c_2 \ddot{a}$, that is, transitions from stage into stage (and vice versa) occur at the points where the second derivative of the scale factor changes sign therefore goes from slow-motion expansion into accelerated and vice versa.

References

- [1] F.Zaripov,(2014) Astrophys. Space Sci. 352: pp. 289. DOI:10.1007/s 10509-014-1909-8.

ПРОБНЫЕ ЧАСТИЦЫ В ПЯТИМЕРНОЙ ТЕОРИИ

Б.Г. Алиев

Московский государственный университет дизайна и технологии,
Москва, ул. Садовническая, дом 33, Строение 1
bgaliyev@mail.ru

АБСТРАКТ

Рассмотрим движение различного типа пробных частиц в пятимерной единой теории поля. Уравнения движения этих частиц получаются из пятимерных геодезических. Для анализа этих уравнений очень удобен монадный метод в хронометрической калибровке [1]. Этот метод позволяет произвести ковариантное $(4+1)$ -расщепление пятимерного риманова пространства с выделением основных физико-геометрических характеристик. Обычно при этом принято накладывать на пятимерную риманову геометрию условие цилиндричности вдоль пятой координаты, что позволяет нам в физико-геометрических характеристиках избавиться от явной зависимости от этой координаты. Условие цилиндричности, как известно, геометрически соответствует наличию вектора Киллинга вдоль данной координаты. При этом в расщеплённых уравнениях геодезических, а именно в проекции на направление вдоль пятой координаты, мы получаем интеграл "движения" пробной частицы вдоль этой координаты, связанный с её электрическим зарядом. Подстановка данного интеграла "движения" в проекцию уравнений геодезических на пространственно-временную гиперповерхность даёт нам уравнение движения заряженной пробной частицы с обычной 4-силой Лоренца, но при этом "масса покоя" этой пробной частицы приобретает ещё один лоренцевский множитель как в СТО, только со скоростью "движения" вдоль пятой координаты и становится уже переменной функцией нового, скалярного гравитационного поля, связанного с диагональной пять-пять компонентой пятиметрики [2, 3, 4]. Это, в свою очередь, порождает появление ещё одной 4-силы в уравнении геодезической: силы Бранса-Дике [5, 6], присущей всем теориям с переменной массой покоя пробной частицы, в частности, семейству скалярно-тензорных теорий, где эта зависимость массы от скалярного поля вытекает из принципа Маха. Таким образом, мы получаем ещё одну связь пятимерного подхода со скалярно-тензорным и его соответствие принципу Маха. Кроме того, такая переменная масса покоя пробной частицы, зависящая от скалярного поля, появляется и в целом ряде совсем других теорий, как например [7], не связанных с пятимерием, но и там она, в отличие от пятимерия, не имеет однозначной функциональной зависимости от скалярного поля. Можно показать, что этот переход к новой "массе покоя" связан с увеличением размерности риманова пространства. Выражение для переменной массы покоя пробной частицы в пятимерии содержит два параметра: один из них - это затравочная постоянная масса покоя пробной частицы, а второй - это её электрический заряд. Он также, будучи интегралом движения, является у нас величиной постоянной и к тому же, по совместительству, выполняет роль скалярного заряда. По крайней мере, в нашу эпоху [6]. В силу представляющегося нам естественным требования универсальности скалярного гравитационного взаимодействия [2], мы с необходимостью приходим к фундаментальному следствию, что все пятимерные частицы должны обладать ненулевым электрическим зарядом, а электрически нейтральные частицы должны быть составными, как,

например, нейтрон. Таким образом, можно прийти к выводу, что несоставными частицами, лишёнными заряда или массы, то есть истинно четырёхмерными, могут быть лишь такие пробные частицы, как фотон и нейтрино. Кроме того, здесь возникает ещё и экзотический вариант пробной частицы, когда затравочная масса равна нулю, а электрический заряд нулю не равен. Эта своеобразная "квазичастица" может по своим параметрам претендовать на роль как магнитного монополя Дирака, так и на роль X или Y -бозона, которые заполняли Вселенную в весьма ранней стадии её эволюции [6]. В эту эпоху совсем ранней Вселенной условие цилиндричности вдоль пятой координаты ещё не выполнялось и первая пара уравнений Максвелла, как следует из редукции пятимерных тождеств Риччи, имела ненулевую правую часть [5, 6], связанную со скалярными вихрями. А уравнения геодезических при отсутствии цилиндричности вдоль пятой координаты как раз и не должны давать интеграла "движения" вдоль этой координаты, что и говорит об отсутствии электронов. Лишь после того, как наш пятимерный Мир стал цилиндричен по пятой координате, в результате, скажем, эффекта Казимира, а скалярные вихри исчезли, эпоха магнитных монополей сменилась, по нашему мнению, эпохой новых частиц - электронов [6]. В свете полученных нами результатов возникает интерес к дальнейшему исследованию редукции многомерных, в том числе с числом измерений больше пяти, тождеств Риччи и, возможно, тождеств Бьянки, так как они отражают, как нам представляется в свете идей, приведших к созданию ОТО, не только геометрические свойства римановых пространств, но и присущие им их физические особенности.

Список литературы

- [1] Владимиров Ю.С. Геометрофизика. М., Издательство Бином, Лаборатория знаний, 2005 г.
- [2] Алиев Б.Г. Поведение заряженных частиц в пятимерной теории гравитации. Современные проблемы общей теории относительности, Минск, ИФ АН Белорусской ССР, 1979 г., стр. 154.
- [3] Aliyev B.G. Motion equations in the 5-dimensional Unified Field Theory. Abstracts of Contributed Papers (9th International Conference on Gravitation), GDR, Jena, 1980, v.3, p. 679.
- [4] Алиев Б.Г. Уравнения движения пробных частиц и анализ понятий массы покоя и электрического заряда в пятимерной единой теории. Тезисы докладов 14-й РГК, Ульяновск, УлГПУ, 2011, стр. 99.
- [5] Алиев Б.Г. Уравнения движения заряженных пробных частиц и пятимерные тождества Риччи. Тезисы докладов 15-й РГК, Казань, КФГУ, 2014, стр. 89.
- [6] Aliyev B.G. The effective rest mass concept and magnetic monopole problem in 5D Theory. The Proceedings of the Twelfth Asia-Pacific International Conference on Gravitation, Astrophysics and Cosmology, Dedicated to the Centenary of Einstein's General Relativity, World Scientific, 2016, p. 321.
- [7] Игнатъев Ю.Г. Неминимальные макроскопические модели скалярного поля на основе микроскопической динамики, I. Пространство, время и фундаментальные взаимодействия, М., ООО "Профиль-25" , (1), 2014, стр. 47.

РЕЖИМ МЕДЛЕННОГО СКАТЫВАНИЯ В ДВУХПОЛЕВОЙ СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ С ИНФЛАТОНОМ

К.А. Большакова

УлГПУ им. И.Н.Ульянова

АБСТРАКТ

Для двухполевой модели в скалярно-тензорной теории гравитации найдены решения в режиме медленного скатывания, когда гравитационная часть задана в картине Эйнштейна, а действие не-гравитационного поля S_m задается в картине Жордана. Конформное преобразование из картины Жордана к картине Эйнштейна осуществляется через конформный фактор $A^2(\varphi) : \tilde{g}_{\mu\nu} = A^2(\varphi)g_{\mu\nu}^*$.

Рассмотрим мульти-скалярно-тензорную теорию гравитации с действием [1,2]:

$$S = \frac{1}{\kappa} \int d^4x \sqrt{-g_*} \left[\frac{R^*}{2} - \frac{1}{2} g_*^{\mu\nu} h_{AB} \partial_\mu \varphi^A \partial_\nu \varphi^B - W(\varphi^C) \right] + S_m[\psi_m, A^2(\varphi)g_{\mu\nu}^*] \quad (1)$$

Обозначения согласованы с работами [1,2]. Варьируя действие (1) по метрике $g_*^{\mu\nu}$ и полю φ^C получаем уравнения:

$$R_{\mu\nu}^* - \frac{1}{2} g_{\mu\nu}^* R^* = T_{\mu\nu}^{(\sigma)*} + \kappa T_{\mu\nu}^{(m)*} \quad (2)$$

$$\frac{1}{\sqrt{-g_*}} \partial_\mu \left(\sqrt{-g_*} h_{AB} \partial_\nu \varphi^B g_*^{\mu\nu} \right) - \frac{1}{2} \frac{\partial h_{BC}}{\partial \varphi^A} \partial \varphi_\mu^B \partial \varphi_\nu^C g_*^{\mu\nu} - \frac{\partial W}{\partial \varphi^A} = -\frac{\kappa}{2} \frac{\partial \log A(\varphi)}{\partial \varphi^B} T^{*m} \quad (3)$$

где $T_{\mu\nu}^{(\sigma)*}$ - ТЭИ гравитационной части, $T_{\mu\nu}^{(m)*}$ - ТЭИ не-гравитационной материи.

Зададим действие не-гравитационного поля S_m , как действие скалярного поля ψ в картине Эйнштейна:

$$S_m = \int d^4x A^4(\psi) \sqrt{-g_*} \left[-\frac{1}{2} \psi_{,\mu} \psi_{,\nu} A^{-2}(\psi) g_{\mu\nu}^* - V(\psi) \right] \quad (4)$$

Скалярная составляющая действия (1) гравитационного поля будет представлена двух-компонентной нелинейной сигма моделью с метрикой пространства целей [3]:

$$d\sigma^2 = h_{11} d\phi^2 + h_{22}(\phi, \chi) d\chi^2. \quad (5)$$

Таким образом, система уравнений (2)-(3) в метрике Фридмана-Робертсона-Уокера приводится к виду:

$$3H_* \dot{\chi} h_{22} + \partial_t(h_{22} \dot{\chi}) + \frac{1}{2} \frac{\partial h_{22}}{\partial \chi} \dot{\chi}^2 + \frac{\partial W(\phi, \chi)}{\partial \chi} = -\frac{\kappa}{2} \frac{\partial \ln A}{\partial \chi} (\dot{\psi}^2 + 4V(\psi)) \quad (6)$$

$$\ddot{\phi} h_{11} + 3H_* \dot{\phi} h_{11} - \frac{1}{2} \frac{\partial h_{22}}{\partial \phi} \dot{\chi}^2 + \frac{\partial W(\phi, \chi)}{\partial \phi} = -\frac{\kappa}{2} \frac{\partial \ln A}{\partial \phi} (\dot{\psi}^2 + 4V(\psi)) \quad (7)$$

$$H_*^2 = \frac{1}{3} \left[\frac{1}{2} h_{11} \dot{\phi}^2 + \frac{1}{2} h_{22} \dot{\chi}^2 + W(\phi, \chi) \right] - \frac{\varepsilon}{a_*^2(t)} - \kappa (\dot{\psi}^2 - V(\psi)) \quad (8)$$

$$\dot{H}^* = - \left[\frac{1}{2} h_{11} \dot{\phi}^2 + \frac{1}{2} h_{22} \dot{\chi}^2 \right] + \frac{\varepsilon}{a_*^2(t)} + \kappa(V(\psi)) \quad (9)$$

$$\psi_{;\mu}^{*\mu} + V_{;\psi}^* = 0 \quad (10)$$

Полученные уравнения (6)-(7) отличаются ненулевой правой частью от аналогичных уравнений (10.9)-(10.10) в работе [3]. Уравнения (8)-(9) содержат дополнительное слагаемое (последнее) в правой части, что отличает их от уравнений (10.11)-(10.12) работы [3].

Найдены примеры решений для случаев, когда 1. $a = a_s \exp(H_s t)$, где $H_s, a_s = \text{const}$ и 2. $a = C t^m$ где $C, m = \text{const}$, а потенциал для всех случаев принимает значения $V = D \ln(\psi)$, $V = V_0 \exp(\mu \psi)$, $V = D \psi^k$, здесь $D, V_0, k, \mu = \text{const}$. В докладе обсуждается физический смысл полученных решений.

Выражаю благодарность за постановку задачи и обсуждение полученных результатов научному руководителю профессору С.В. Червону.

Список литературы

- [1] Thibault Damour and Gilles Esposito-Farese, Class Quantum Grav 1992, 9 (1992).
- [2] Michael Horbatsch, Hector O. Silva, Davide Gerosa, Paolo Pani, Emanuele Berti, Leonardo Gualtieri and Ulrich Sperhake, arXiv:1505.07462v2 [gr-qc] 8 Jun 2015, (2015).
- [3] Червон С.В., Фомин И.В., Кубасов А.С. Скалярные и киральные поля в космологии, Ульяновск, УлГПУ, 2015-216 С.

СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНАЯ ГРАВИТАЦИЯ С САМОДЕЙСТВУЮЩИМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ

Ю.П. Выблый, И.Г. Дудко

B. I. Stepanov Institute of Physics
Belarus

АБСТРАКТ

Скалярные поля часто используются в качестве кандидатов на роль темной энергии (см, например, [1]). В работе рассматривается нелинейное скалярное поле в предположении, что его источником является след тензора энергии-импульса как материи так и самого скалярного поля и что скалярное поле минимальным образом взаимодействует с гравитационным. В рамках этого подхода мы получаем лагранжиан скалярного поля, который содержит три параметра: новую константу скалярного взаимодействия, массу скалярного поля и параметр, связанный с минимумом скалярного потенциала [2]. Отметим, что задача получения такого свободного скалярного лагранжиана рассматривалась в [3]. Наш лагранжиан обобщает соответствующее выражение из [3] и, кроме того, мы рассматриваем взаимодействие скалярного поля с материей.

В данной работе используется гравитационная система единиц $G = c = 1$. Уравнения скалярного поля имеют следующий вид

$$(\square - m^2)\phi = q(T^\phi + T^M), \quad (1)$$

Даламбертиан $\square = -\nabla_\mu \nabla^\mu g^{\mu\nu}$, константы m и q означают массу и константу взаимодействия скалярного поля ¹.

Уравнение (1) позволяет определить лагранжиан скалярного поля и материи [2]

$$\begin{aligned} L_\phi + L_M = & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi}{1 + 2q\phi} - \right. \\ & \left. - m^2 \phi^2 + C(1 + 2q\phi)^2 \right) \sqrt{-g} + \\ & + L_M((1 + 2q\phi) g_{\mu\nu}, Q_M), \end{aligned} \quad (2)$$

где Q_M соответствует полям материи. Отметим, что в [3] член с константой C отсутствует. Полный лагранжиан модели с минимальным взаимодействием между скалярным и гравитационным полем принимает вид

$$L = L_g + L_\phi + L_M, \quad (3)$$

где

$$L_g = R\sqrt{-g} \quad (4)$$

лагранжиан гравитационного поля.

¹используется сигнатура метрики $(+, -, -, -)$

Лагранжиан (2) имеет нелинейный кинетический член и принадлежит т.н. k-essence модели. [4].

Уравнение скалярного поля имеет вид

$$\varphi_{;\mu}^{\cdot\mu} + m^2 \varphi = q \left(\frac{\varphi_{;\mu} \varphi^{\cdot\mu}}{1 + 2q\varphi} + 2m^2 \varphi^2 - 2C(1 + 2q\varphi)^2 - T^M \right), \quad (5)$$

Таким образом, взаимодействие между материей и скалярным полем реализуется при помощи эффективной метрики

$$f_{\mu\nu} = (1 + 2q\varphi)g_{\mu\nu} = \Phi g_{\mu\nu}. \quad (6)$$

Рассмотрено приложение скалярно-тензорной теории гравитации к космологии. Космологические уравнения, которые включают уравнение Фридмана, уравнение массивного скалярного поля и ковариантный закон сохранения тензора энергии-импульса материи, имеют вид (без учета взаимодействия скалярного поля с материей)

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{1}{2} \frac{\dot{\Phi}^2}{\Phi} + \frac{1}{2} m^2 \Phi^2 - \frac{1}{2} C \Phi^2 + \varepsilon \right), \quad (7)$$

$$\ddot{\Phi} + 3H\dot{\Phi} - \frac{q\dot{\Phi}^2}{\Phi} + m^2 \Phi - 2Cq\Phi^2 = 0, \quad (8)$$

$$\dot{\varepsilon} + 3H(\varepsilon + p) = 0. \quad (9)$$

Здесь $H \equiv \dot{a}/a$ параметр Хаббла.

Пример численного решения полной системы полевых уравнений, описывающих космологическую эволюцию однородной и изотропной Вселенной, показывает, что при определённом ограничении на параметры возможен режим медленного скатывания. В этом режиме скалярное поле моделирует тёмную энергию в согласии с современными наблюдательными данными. Получено также решение для сферически-симметричного статического поля.

Список литературы

- [1] J.A. Belinchon, T. Harko and K. Mak, 2015, arXiv: gr-qc/151208954 v1
- [2] Yu. P. Vybylyi and A. N. Tarasenko, Covariant Methods in Theoretical Physics, 7, (2011), Minsk, 36 (in Russian).
- [3] P. Freund, Y. Nambu. Phys Rev D 174 (1968), 1741.
- [4] C. Armendariz-Picon, Phys. Rev. D 63 (2001), 103510.

ПРИМЕРЫ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ РЕШЕНИЙ В $F(R)$ ГРАВИТАЦИИ С КИНЕТИЧЕСКИМ СКАЛЯРОМ КРИВИЗНЫ

Т.И. Майорова, А.В. Николаев, С.В. Червон
ФГБОУ ВО "УлГПУ им. И.Н. Ульянова"

АБСТРАКТ

Рассматриваем модель с $f(R)$ гравитации с кинетическим скаляром кривизны, действие которой имеет вид:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} (R_{,j} R^{,j} X(R) + f(R)) + S_{matter}. \quad (1)$$

Используя принцип наименьшего действия, находим вариацию для (1) и, выполняя ряд преобразований, получаем выражение

$$\begin{aligned} \delta S = & \int d^4x \sqrt{-g} \delta g^{ik} \left[-\frac{1}{2} g_{ik} (R_{,j} R^{,j} X(R) + f(R)) + X'(R) R_{ik} R_{,j} R^{,j} + \right. \\ & + X(R) R_{,k} R_{,i} + f'(R) R_{ik} + (g_{ik} \square - \nabla_i \nabla_k) (R_{,j} R^{,j} X' + f') - \\ & - 2 \nabla^j X \nabla_j R R_{ik} - 2 X \square R R_{ik} - 2 (g_{ik} \square - \nabla_i \nabla_k) (\nabla^j X \nabla_j R + X \square R) \left. \right] + \\ & + \int d^4x \sqrt{-g} \nabla^s M_s - \int d^4x \sqrt{-g} \nabla_i L^i + 2 \int d^4x \sqrt{-g} \nabla^j N_j + 2 \int d^4x \sqrt{-g} \nabla^j P_j - 2 \int d^4x \sqrt{-g} \nabla^s V_s - \\ & - 2 \int d^4x \sqrt{-g} \nabla^j W_j + 2 \int d^4x \sqrt{-g} \nabla_i Z^i \quad (2) \end{aligned}$$

Запишем уравнения Эйнштейна для вакуума. Учитывая, что граничные слагаемые в (2) зануляются согласно теореме Гаусса-Стокса [1], приходим к уравнению

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2} g_{ik} (n R_{,j} R^{,j} X(R) + f(R)) + X'(R) R_{ik} R_{,j} R^{,j} + X(R) R_{,k} R_{,i} + f'(R) R_{ik} + \\ + (g_{ik} \square - \nabla_i \nabla_k) (R_{,j} R^{,j} X' + f') - 2 \nabla^j X \nabla_j R R_{ik} - 2 X \square R R_{ik} - \\ - 2 (g_{ik} \square - \nabla_i \nabla_k) (\nabla^j X \nabla_j R + X \square R) = 0 \quad (3) \end{aligned}$$

Проверим, получаются ли уравнения $f(R)$ теории гравитации, предположив $X(R) = 0$. Данная подстановка преобразует уравнение (3) к виду

$$-\frac{1}{2} g_{ik} f(R) + f'(R) R_{ik} + (g_{ik} \square - \nabla^i \nabla_k) f' = 0 \quad (4)$$

Таким образом, мы выполнили проверку полученных уравнений Эйнштейна (3) на соответствие с уравнениями $f(R)$ теории гравитации.

Получим уравнения Эйнштейна в метрике Фридмана-Робертсона-Уокера для пространственно-плоской модели:

$$ds^2 = dt^2 - a(t)^2 [dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)] \quad (5)$$

Уравнения (3) в метрике (5) преобразуются к виду

$$A_0X - A_1\nabla^0X - A_2X' - A_3D_0^0X - A_4D_0^0X' - A_5D_0^0\nabla^0X - \frac{-6\ddot{a}f'a^7 + fa^8 - 2D_0^0f'a^8}{2a^8} = 0 \quad (6)$$

$$B_0X + B_1\nabla^0X + B_2X' - B_3D_1^1X - B_4D_1^1 - B_4D_1^1X' - B_5D_1^1\nabla^0X - \frac{-2\ddot{a}f'a^7 - 4f'\dot{a}^2a^6 - 2D_1^1f'a^8 + fa^8}{2a^8} = 0 \quad (7)$$

где уравнение (7) объединяет все уравнения на пространственные компоненты. Полученные уравнения для вакуума (6) и (7), где $A_0, \dots, A_5, B_0, \dots, B_5$ - выражения, зависящие от a и производных от a по времени до шестого порядка; D_0^0, D_1^1 - комбинации ковариантных производных.

В нашем докладе рассмотрены следующие частные случаи:

1. Случай статической Вселенной, когда $a = \text{const}$.
2. Случай инфляционной стадии эволюции Вселенной, когда $\frac{\dot{a}}{a} = \text{const}$.

Установлено, что такие решения существуют для данной модели (1) при любом задании функций $X(R)$ и $f(R)$.

Список литературы

- [1] Кошелев Н.А., Николаев А.В., Червон С.В. "Основы $f(R)$ теории гравитации", Ульяновск, УлГПУ, 2015-38С.

ПЛОСКО-СИММЕТРИЧНОЕ ПРОСТРАНСТВО-ВРЕМЯ СО СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ

В.А. Злобин С.В. Червон
Ульяновская ГСХА УлГПУ им. И.Н. Ульянова

АБСТРАКТ

В работе [1] предложен метод генерирования точных решений в классе конформно-плоских пространств с самодействующим скалярным полем. Потенциал и кинетическая энергия в этом случае определялась через конформный множитель, который зависит от пространственной координаты и времени. В настоящей работе мы рассматриваем обобщение метода на случай плоско-симметричных пространств.

Плоско-симметричная метрика выбрана в параметризации:

$$ds^2 = -e^{2\alpha} dt^2 + e^{2\alpha} dx^2 + e^{2\beta} dy^2 + e^{2\gamma} dz^2 \quad (1)$$

где $\alpha = \alpha(t, x)$, $\beta = \beta(t, x)$, $\gamma = \gamma(t, x)$ - функции времени t и координаты x .

Считая источником гравитационного поля самодействующее скалярное поле ϕ с потенциалом $V(\phi)$ и, используя упрощение $\gamma = const$, преобразуем уравнения Эйнштейна к виду:

$$\phi'^2 = -\ddot{\beta} - \dot{\beta}^2 + \beta' \alpha' - \beta'^2 + \dot{\beta} \dot{\alpha} + \alpha'' - \ddot{\alpha} \quad (2)$$

$$\dot{\phi}^2 = -\beta'' + \alpha'' - \ddot{\alpha} + \dot{\beta}\dot{\alpha} + \beta'\alpha' - \beta'^2 \quad (3)$$

$$\dot{\phi}\phi' = -\dot{\beta}' - \beta'\dot{\beta} + \alpha'\dot{\beta} + \dot{\alpha}\beta' \quad (4)$$

$$Ve^{2\alpha} = \left(-\beta'' + \ddot{\beta} - \beta'^2 + \dot{\beta}^2\right) \quad (5)$$

где штрих означает производную по x : $(\quad)' = \frac{d}{dx}$, точка – по времени t : $(\dot{\quad}) = \frac{d}{dt}$.

Применим метод генерации решений, разработанный в работе [1], к случаю плоско-симметричной метрики (1) с ограничением $\gamma = const$ к уравнениям (2)-(5).

Выражения для кинетической энергии и потенциала таковы:

$$K = \frac{1}{2}(\phi'^2 + \dot{\phi}^2) = \frac{1}{2}(2\alpha'\beta' + 2\dot{\alpha}\dot{\beta} - \beta'' - \ddot{\beta} - \beta'^2 - \dot{\beta}^2) \quad (6)$$

$$V = e^{-2\alpha} \left(-\beta'' + \ddot{\beta} - \beta'^2 + \dot{\beta}^2 \right) \quad (7)$$

В нашем докладе, используя формулы (6)-(7) генерации решений, мы восстанавливаем $K(t)$ и $V(t)$ по известным решениям и находим примеры новых точных решений для плоскосимметричных пространств, порожденных самодействующим скалярным полем.

Аналогичная схема генерации решений обсуждается для модифицированной теории гравитации Эйнштейна-Гаусса-Бонне.

Список литературы

- [1] S.V. Chervon, Grav.& Cosmol.3, No.2, 145, 1997.

ГЕОМЕТРИЯ, ТОПОЛОГИЯ И УРАВНЕНИЯ ИНДУКЦИИ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ

В.М. Журавлев

Ульяновский государственный университет
Научно-исследовательский технологический институт им. С. П. Капицы
Институт математики и механики им. Н.И. Лобачевского
Казанский федеральный университет
zhvictorm@gmail.com

АБСТРАКТ

Основные идеи данной теории были изложены в работах [1, 2, 3, 4, 5]. Основным элементом данной теории является топологическая интерпретация целочисленного электрического заряда как топологического инварианта областей физического пространства, выделенных геометрическим способом с помощью функции высоты F , которая задает с помощью уравнения

$$u = F(x, t)$$

физическую трехмерную гиперповерхность V^3 в четырехмерном евклидовом пространстве W^4 . Здесь $x = \{x^1, x^2, x^3\}$ и $u = x^4$ - декартовы координаты на W^4 , t - время (абсолютное в W^4). Координаты $x = \{x^1, x^2, x^3\}$ соответствуют токам трехмерной евклидовой гиперплоскости $P^3 \in W^4$. Все пространство P^3 разбивается однозначно на отдельные области особыми изоповерхностями функции F , называемой фундаментальным потенциалом. Под особой изоповерхностью функции F понимается изоповерхность, на которой лежит хотя бы одна седловая точка данной функции.

Для описания структуры и динамики материи в теории вводится формализм, опирающийся на понятие геометрических маркеров $\mathbf{e} = (e^1(\mathbf{x}, t), e^2(\mathbf{x}, t), e^3(\mathbf{x}, t))$, которые на каждой простой и пустой ячейках связываются с фундаментальным потенциалом соотношением:

$$F = F_0 + \varepsilon \frac{1}{2} |e|^2$$

где $e^2 = (e^1)^2 + (e^2)^2 + (e^3)^2$, а F_0 - значение функции F в экстремуме F , лежащем в данной топологической ячейке. Введение геометрических маркеров $\mathbf{e}$ позволяет ввести в теорию поля электрической индукции $\mathbf{D}$ и поле напряженности гравитационного поля $\mathbf{g}$ с компонентами:

$$D^\alpha = \frac{1}{|e|^3} Q^\alpha, g^\alpha = \frac{4\pi G}{3} Q^\alpha, Q^\alpha = |J| e^\alpha \frac{\partial x^\alpha}{\partial e^\alpha}, J = \det \left| \frac{\partial x^\alpha}{\partial e^\alpha} \right| \quad (1)$$

где G - постоянная тяготения Ньютона, поле $\mathbf{Q}$ вспомогательное. Эти поля удовлетворяют стандартным уравнениям классической теории - первому уравнению Максвелла для $\mathbf{D}$ и уравнению Пуассона для $\mathbf{g}$:

$$\operatorname{div} D = 4\pi \sum_{k=1}^N \varepsilon_k \delta(x - x_k), \operatorname{div} \mathbf{g} = 4\pi G \rho \quad (2)$$

При этом функция $\rho = |J|$ играет роль плотности “голой” массы.

Динамика материи описывается с помощью введения в теорию поля переноса маркеров $\mathbf{V}$, удовлетворяющего уравнению:

$$\frac{\partial e^a}{\partial t} + V^\alpha \frac{\partial e^a}{\partial x^\alpha} = 0 \quad (3)$$

Следствием этого уравнения является уравнение для $\rho = |J|$:

$$\frac{\partial |J|}{\partial t} + \div(\mathbf{V}|J|) = 0 \quad (4)$$

Используя (3) и (4), можно получить следующее общее уравнение индукции полей:

$$\frac{\partial \mathbf{N}}{\partial t} + \text{rot}([\mathbf{N}, \mathbf{V}]) = - \left(3N(\mathbf{e}) + e^a \frac{\partial N(\mathbf{e})}{\partial e^a} \right) |J| \mathbf{V} \quad (5)$$

Здесь поле $\mathbf{N}$ имеет компоненты $N^\alpha = |J|N(\mathbf{e})e^\alpha \frac{\partial x^a}{\partial e^a}$, которые при подходящем выборе $N(\mathbf{3})$ превращаются, соответственно, в $\mathbf{D}$ и $\mathbf{g}$. При этом $\mathbf{H} = [\mathbf{N}, \mathbf{V}]$ играет роль напряженности, а $\mathbf{j} = -\sum_{i=1}^n \varepsilon_i \delta(x - x_i) \mathbf{V}$ - роль плотности тока. В работе обсуждаются некоторые следствия уравнений индукции и вычисляются некоторые инварианты уравнений. Указывается на связь этих инвариантов с постоянной тонкой структуры. Обсуждается вопрос о физическом смысле темной материи в рамках предлагаемой теории.

Список литературы

- [1] Zhuravlev V.M. A topological interpretation of quantum theory and elementary particle structure. Gravitation and Cosmology, 2011, Vol. 17, No. 3, pp. 201–217.
- [2] Журавлев В.М. Геометрия, топология и физические поля (Часть I). Пространство, время и фундаментальные взаимодействия, 2014, вып. 4. С. 6-24. <http://www.stfi.ru/ru/issues.html>
- [3] Журавлев В.М. Геометрия, топология и физические поля. (Часть II). Масса и гравитация, 2014, вып. 4. С. 25-39. <http://www.stfi.ru/ru/issues.html>
- [4] В.М. Журавлев. Геометрия, топология и физические поля. (Часть III). Уравнение индукции фундаментальных полей. Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. Изд. Казань.- КГУ.-2015.-С. 44-60
- [5] Журавлев В.М. Геометрия, топология и физические поля. (Часть IV). Топологическая структура элементарных частиц, 2015, вып. 4. С. 104-118. <http://www.stfi.ru/ru/issues.html>

КИРАЛЬНЫЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ НА БРАНЕ ГАУССА-БОННЕ

Е.В. Шабанов, С.В. Червон

УлГПУ им. И.Н. Ульянова

АБСТРАКТ

Мы рассматриваем гравитацию Эйнштейна-Гаусса-Бонне в базовом балк-пространстве с тензором энергии-импульса мультиплета скалярных полей. В 5-мерном пространстве-времени, в которое погружена одна 4-мерная брана, действие имеет вид

$$A_{bulk} = \int_M d^5x \sqrt{-g} \left[\frac{1}{2\kappa_5^2} (R + \alpha L_{GB}) + L_m \right] \quad (1)$$

Здесь и далее мы используем обозначения принятые в работе [1].

Уравнение гравитационного поля представлено в виде

$$G_{ab} + \alpha H_{ab} = \kappa_5^2 [T_{ab} + \tau_{ab} \delta(\Sigma)] \quad (2)$$

В качестве тензора энергии-импульса в балк-пространстве мы рассматриваем мультиплет скалярных (модульных) полей в виде нелинейной сигма модели [2].

В докладе обсуждается модель (1) в космологии Фридмана. Мы представляем вывод уравнений гравитационного поля (2) и уравнения полей, полученных с учетом обобщенных условий сшивки Израэля по внешней кривизне браны. Рассматривается возможность применения метода изометрических погружений [3] при поиске точных решений рассматриваемой модели.

Список литературы

- [1] Chakraborty S., SenGupta S. Spherically symmetric brane in a bulk of f(R) and Gauss-Bonnet Gravity, arXiv: 1510.01953 [gr-qc], 2015.
- [2] Червон С.В., Фомин И.В., Кубасов А.С. Скалярные и киральные поля в космологии, Ульяновск, УлГПУ, 2015-216 С.
- [3] Червон С.В., Свистунова Ю.А. Известия вузов. Поволжский регион. Физико-математические науки, №2, с.95, 2008.

COSMOLOGICAL MODELS WITH A CANONICAL SCALAR FIELD

S.V. Chervon

I.V. Fomin

Ulyanovsk State Pedagogical University

Bauman Moscow State Technical University

ABSTRACT

We consider the homogeneous and isotropic Universe as the spacetime with the Friedmann-Robertson-Walker (FRW) metric

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left(\frac{dr^2}{1 - \varepsilon r^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right), \quad (1)$$

where $\varepsilon = 0$, $\varepsilon = 1$, $\varepsilon = -1$ for the spatially-flat, closed and open universe respectively.

The Einstein equations and the equation of a scalar field dynamics in FRW metric (1) lead to the system of the scalar cosmology equations

$$H^2 + \frac{\varepsilon}{a^2} = \frac{\kappa}{3} \left(\frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi) \right), \quad (2)$$

$$\dot{H} - \frac{\varepsilon}{a^2} = -\kappa \frac{1}{2} \dot{\phi}^2, \quad (3)$$

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V'(\phi) = 0. \quad (4)$$

Here $H = \frac{\dot{a}}{a}$, $\dot{a} = \frac{da}{dt}$, $V' = \frac{dV}{d\phi}$.

Another presentation of the scalar cosmology equations has been first time proposed by G. Ivanov in 1981 [1]. Suggesting the dependence of Hubble parameter H on a scalar field ϕ he made the transformation of the equations (2)-(4) for the spatially-flat universe ($\varepsilon = 0$) to the form, which was called later as Hamilton-Jacobi-like form. The equation (3) is transformed to

$$H' = -\kappa \frac{1}{2} \dot{\phi}. \quad (5)$$

Squaring given equation and making the substitution $\frac{1}{2} \dot{\phi}^2$, expressed in term of H'^2 , into (2) one can obtain the equation

$$\frac{2}{3\kappa} \left[\frac{dH}{d\phi} \right]^2 - H^2 = -\frac{\kappa}{3} V(\phi). \quad (6)$$

It is worth to note, that this procedure and the very equation (6) have been obtained by G. Ivanov in 1981 [1]. Unfortunately this result was published by limited edition and was not familia outside the USSR. Only in 1990 in the work of A. Muslimov [2] the Ivanov's result was reproduced (Muslimov referenced the Ivanov's article) and generalized. At the same year, in the detailed investigation of long-wavelength metric fluctuations in inflationary models, D. Salopek and J. Bond [3] obtained the "separated Hamilton-Jacobi equation that also governs the semiclassical phase of the wave functional". Obtained equation contains couple of scalar fields and definitely may be applied for a single scalar field. Therefore

we suggest that the equation (6) in cosmological context may be called as Ivanov-Salopek-Bond (ISB) equation.

The structure of equation (6) prompts us the form of the potential which can give the exact solution. Indeed, let the potential $V(\phi)$ has the form

$$V(\phi) = -\frac{2}{3\kappa}F'^2 + (F(\phi) + F_*)^2, \quad (7)$$

where $F = F(\phi)$ being any function on ϕ and $F_* = \text{const}$. Then the solution of (6) may be expressed as

$$H(\phi) = \sqrt{\frac{\kappa}{3}}(F(\phi) + F_*). \quad (8)$$

Thus, one can directly from (6) obtain the potential if the Hubble parameter is given. And vice versa, if one sets the potential in the form (7), then the solution of (6) will be defined by the equation (8).

As an example let us choose the function $F(\phi)$ as the finite series on degrees of the field ϕ

$$F(\phi) = \sum_{k=0}^p \lambda_k \phi^k + F_*. \quad (9)$$

Under this circumstance the potential $V(\phi)$ takes the following form

$$V(\phi) = -\frac{2}{3\kappa} \left[\sum_{k=0}^{p-1} (k+1) \lambda_{k+1} \phi^k \right]^2 + \left[\sum_{k=0}^p \lambda_k \phi^k + F_* \right]^2. \quad (10)$$

In our presentation we consider the the cases when $F_* = 0$, $k = 0$, $p = 1$ and when $k = 1$, $p = 2$. We prove the correspondence of the solutions in these cases to that polynomial potentials obtained in [1], [2]. To obtain trigonometric and exponential solutions we may choose the corresponding function $F(\phi)$ by the following way $F(\phi) = A \sin(\lambda \phi)$, $A, \lambda - \text{const}$. and $F(\phi) = A \exp(\mu \phi)$. It is not difficult to check that the inverse potential studied in [2] may be obtained from F -function $F(\phi) = m\phi^{-\beta/2}$. We can also state that new solutions can be generated by the proposed general method and present the solutions of hyperbolic types.

Also, we present other types of generating functions [4], [5], [6], [7] for spatially-flat universe, that are the functions of the various cosmological parameters (or their combinations) and used for simplification of the equations (2)–(4). The choice of the different kinds of generating functions provides the exact solutions of the scalar field's dynamical equations.

References

- [1] G.G. Ivanov, Gravitation and Theory of Relativity, Kazan, Kazan university publishing house, v.18, 54, 1981.
- [2] A.G. Muslimov, Class. Quantum Grav., **7**, 231, 1990.
- [3] D.S. Salopek, J.R. Bond, Phys.Rev. **D42**, 3936, 1990.
- [4] F.E. Schunck and E.W. Mielke, Phys. Rev. **D50**, 4794, 1994.
- [5] A. T. Kruger, J. W. Norbury, Phys.Rev. **D61**, 087303, 2000.

[6] T. Harko, F. S. N. Lobo, M. K. Mak, Eur. Phys. J. C **74**, 2784, 2014.

[7] S.V. Chervon, Gen. Relat. Grav., **7**, 1547, 2004.

EXACT INFLATIONARY MODELS WITH GAUSS-BONNET TERM

I.V. Fomin

Bauman Moscow State Technical University

ABSTRACT

The theory of the cosmological inflation successfully describes the accelerated expansion of the Universe evolution at early stages. Also, inflation in the early Universe has become the standard model for the generation of cosmological perturbations in the Universe, the seeds for large-scale structure and temperature anisotropies of the cosmic microwave background. Quantum fluctuations of the inflaton field give rise to an almost scale-invariant power spectrum of cosmological perturbations [1, 2].

String theory is often regarded as the leading candidate for unifying gravity with the other fundamental forces and for a quantum theory of gravity. It is known that the effective supergravity action from superstrings induces correction terms of higher order in the curvature, which may play a significant role in the early Universe. The simplest such correction is the Gauss-Bonnet term in the low-energy effective action of the string theory [3]. Such term provides the possibility of avoiding the initial singularity of the Universe [4].

In papers [5, 6] inflation for a single scalar field with an arbitrary potential and an arbitrary nonminimal coupling to the Gauss-Bonnet term on the basis of slow-roll approximation was considered.

The method of exact solution in the case of such models of inflation is represented in this work. The calculation of the observable quantities such as the power spectra of the scalar and tensor modes, the spectral indices, the tensor-to-scalar ratio on the basis of connection with inflationary models with minimal coupling is also submitted.

We consider an action with the Gauss-Bonnet term that is coupled to a scalar field

$$S_{GB} = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{1}{2}R - \frac{1}{2}(\partial^\mu \phi \partial_\mu \phi) - V(\phi) - \frac{1}{2}\xi(\phi)R_{GB}^2 \right], \quad (1)$$

where ϕ is an inflaton field with a potential $V(\phi)$, R is the Ricci scalar curvature of the spacetime, $R_{GB}^2 = R_{\mu\nu\rho\sigma}R^{\mu\nu\rho\sigma} - 4R_{\mu\nu}R^{\mu\nu} + R^2$ is the Gauss-Bonnet term, and $8\pi G = c = 1$. The Gauss-Bonnet coupling $\xi(\phi)$ is required to be a function of a scalar field in order to give nontrivial effects on the background dynamics. In a spatially flat Friedmann-Robertson-Walker Universe the background equations read

$$3H^2 = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) + 12\xi H^3 \quad (2)$$

$$-2\dot{H} = \dot{\phi}^2 - 4\ddot{\xi}H^2 - 4\dot{\xi}H(2\dot{H} - H^2), \quad (3)$$

where a dot represents the time derivative and $H \equiv \dot{a}/a$ denotes the expansion rate. As well the Gauss-Bonnet coupling satisfies the expression $\ddot{\xi} = \xi'\dot{\phi}$. The equation which is obtained from the variation of the action (1) on the field is the result of the equations (2)–(3).

Now, we define a new parameter

$$\bar{H} = H(1 - 2\xi H) \quad (4)$$

and equations (2)–(3), in this case, are written as

$$3H^2 = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) - 6(\bar{H} - H)H \quad (5)$$

$$\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 = -\dot{\bar{H}} - \bar{H}H + H^2 \quad (6)$$

In the case of minimal coupling $\xi = 0$, $H = \bar{H}$ and equations (5)–(6) becomes

$$3\bar{H}^2 = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) \quad (7)$$

$$\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 = -\dot{\bar{H}} \quad (8)$$

Thus, $\bar{H}$ is the Hubble parameter for inflationary models with minimal coupling.

Now, we write the equations (5)–(6) in the following form

$$V = -4H^2 + 7\bar{H}H + \dot{\bar{H}} \quad (9)$$

$$\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 = -\dot{\bar{H}} - \bar{H}H + H^2 \quad (10)$$

Exact solutions will be obtained by selecting $H = H(t)$ and $\xi = \xi(t)$, the subsequent calculation of $\bar{H}$ from the relation (4) and substituting H and $\bar{H}$ in the equations (9)–(10). Iso, it is convenient to set a scalar field $\phi = \phi(t)$, then calculate $\bar{H}$ from the expression $\dot{\phi}^2 = -2\dot{\bar{H}}$ and to find another parameters V , H and ξ from equations (9), (10) and (4).

Expression (4) determines the connection between the inflationary models with minimal and nonminimal coupling. On the basis of this connection one can calculate the exact values of the parameters of cosmological perturbations at the crossing of the Hubble radius [7, 8] for inflationary models, determined by the action (1) in a spatially flat Friedmann-Robertson-Walker Universe.

References

- [1] K. A. Malik and D. Wands, Phys. Rept. **475**, 1 (2009)
- [2] B. A. Bassett, S. Tsujikawa and D. Wands, Rev. Mod. Phys. **78**, 537 (2006)
- [3] M. Gasperini, M. Maggiore and G. Veneziano, Nucl. Phys. B **494**, 315 (1997)
- [4] I. Antoniadis, J. Rizos and K. Tamvakis, Nucl. Phys. B **415**, 497 (1994)
- [5] Z. Guo, D. J. Schwarz, Phys. Rev. D **81**, 123520 (2010)
- [6] S. Koh, B. Lee, W. Lee, G. Tumurtushaa, Phys. Rev. D **90**, 063527 (2014)
- [7] S. V. Chervon, M. Novello and R. Triay, Grav. & Cosm., Vol. **11**, No. 4, 329 (2005)
- [8] S. V. Chervon, I. V. Fomin, Grav & Cosm Vol. **14**, No. 2, 163 (2008)

SCALAR FIELD COSMOLOGY: METHODS OF EXACT SOLUTIONS CONSTRUCTION

I.V. Fomin

S.V. Chervon

Bauman Moscow State Technical University

Ilya Ulyanov State Pedagogical University

ABSTRACT

Review of the methods of exact solutions construction of the scalar field's dynamical equations in a flat Friedmann-Robertson-Walker universe is presented in this work.

In the system of units $8\pi G = c = 1$ this equations are written as follows [1]

$$3H^2 = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) \quad (1)$$

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V'(\phi) = 0 \quad (2)$$

In order to study the inflationary dynamics, the usual strategy is the slow-roll approximation, simplifying the classical inflationary dynamics by ignoring the contribution of the kinetic energy of the inflaton $\dot{\phi}^2/2$. Then, the equations (1) - (2) are written as [1]

$$3H^2 \approx V(\phi) \quad (3)$$

$$3H\dot{\phi} \approx -V'(\phi) \quad (4)$$

Nevertheless, the correct description of the evolution of the early universe and determination the main parameters of cosmological perturbations are needed the exact solutions of the scalar field dynamical equations.

Methods of exact solutions can be divided into three groups, conventionally:

- The direct choice of one of the parameters in equations (1)–(2) besides the potential;
- Bringing the scalar field dynamical equations (1)–(2) to the known equations, with developed methods for their solutions;
- The method of generating functions, implying the simplification of equations (1)–(2).

Within the first method, in works [2], [3], set dependences of the scale factor of $a = a(t)$ or the scalar field $\phi = \phi(t)$ from time for obtaining exact solutions of the equations (1)–(2).

In the second method, the equations (1)–(2) were reduced to one-dimensional Schrödinger equation [4], Riccati [5], Abel [6], Ermakov-Pinney [7] and Korteweg-de Vries [8] equations.

The third approach involves a large number of different types of generating functions [11], [12], [13], [14]; among which we note the superpotential $W(\phi)$, having a sense of the total energy of the scalar field, considered in the work [14].

In [9], [10] a simple way of reducing the system (1)–(2) to one first order equation was proposed, namely, to the Hamilton-Jacobi-like equation for the Hubble parameter H considered as a function of the scalar field ϕ . It should be noted that the Hamilton-Jacobi formalism corresponds to all three groups of methods of exact solutions.

The cosmological dynamics and parameters of cosmological perturbations of exact solutions and solutions, obtained by the slow-roll approximation, can differ significantly. To assess the differences in

the predictions of these approaches define the relation between the exact and approximate expressions of the Hubble parameter.

From exact (1)–(2) and approximate (3)–(4) equations one can get

$$3\tilde{H}^2 = 3H^2 + \dot{H}, \quad (5)$$

where H and $\tilde{H}$ are the exact and approximate Hubble parameters.

We define the difference between the number of e-folds Δ_N on the basis of exact solutions only

$$\Delta_N = \int_{t_0}^{t_e} (H - \tilde{H}) dt = \int_{t_0}^{t_e} \left(H(t) - \sqrt{H^2(t) + \frac{\dot{H}(t)}{3}} \right) dt, \quad (6)$$

where t_0 – the time of beginning of the inflationary stage and t_e is the time of its ending.

On the basis of exact expressions for the parameters of cosmological perturbation, presented in the paper [15] and relation (5) one can compare their exact and approximate values.

Also, it is possible to consider $\Delta_N = \Delta_N(t)$ as the generating function for obtainment of the exact solutions as well.

References

- [1] A. R. Liddle and D. H. Lyth, Phys. Lett. **B291**, 391, 1992.
- [2] G.F.R. Ellis and M. S. Madsen, Class. Quantum Grav. **8**, 667, 1991.
- [3] V. M. Zhuravlev, S.V. Chervon and V. K. Shchigolev, JETP, **87**, 223, 1998.
- [4] S. Capozziello, A. Feoli, G. Lambiase, Int. J. Mod. Phys. **D9**, 143, 2000.
- [5] T. Harko, F. S. N. Lobo, M. K. Mak, Eur. Phys. J. C **74**, 2784, 2014.
- [6] A.V. Yurov, V.A. Yurov, J. Math. Phys. **51**, 082503, 2010.
- [7] R. M. Hawkins, J.E. Lidsey, Phys. Rev. D **66**, 023523, 2002.
- [8] J. E. Lidsey, Phys. Rev. **D 86**, 123523, 2012.
- [9] G.G. Ivanov, Gravitation and Theory of Relativity, Kazan, Kazan university publishing house, v.18, 54, 1981.
- [10] D.S. Salopek, J.R. Bond, Phys.Rev. **D42**, 3936, 1990.
- [11] F.E. Schunck and E.W. Mielke, Phys. Rev. **D50**, 4794, 1994.
- [12] A. T. Kruger, J. W. Norbury, Phys.Rev. **D61**, 087303, 2000.
- [13] T. Harko, F. S. N. Lobo, M. K. Mak, Eur. Phys. J. **C74**, 2784, 2014.
- [14] S.V. Chervon, Gen. Relat. Grav., **7**, 1547, 2004.
- [15] S.V. Chervon, I.V. Fomin, Grav & Cosm Vol. **14**, No. 2, 163, 2008.

THE TRANSITION SCALE TO HOMOGENEITY IN SDSS BOSS FROM A MULTIFRACTAL ANALYSIS

J.E. García-Farieta, R.A. Casas-Miranda

Physics Department
National University of Colombia

ABSTRACT

The assumption that the Universe, on sufficiently large scales, is homogeneous and isotropic is crucial to our current understanding of cosmology. Cosmological observations reveal clearly that the universe contains a hierarchy of galaxy clustering with a transition to homogeneity on large scales according to Standard Model of Cosmology (Λ CDM). Some observational estimates suggest that the universe behaves as a multifractal object where the galactic clustering is based on the generalization of the dimension of metric space. From this point of view, we study the spatial distribution of galaxies on large-scale in the Universe with samples from the Sloan Digital Sky Survey of Galactic redshift (SDSS) including observational holes in the masks, particularly samples DR10 and DR11. We build homogeneous catalogs following the radial selection function using the "shuffled" method for a main sample of 3273548 limited redshift $0.002 < z < 0.2$ galaxies. In order to characterise the galaxy distribution using multifractals, we determined the fractal dimension $D_q(r)$ in the range $-6 \leq q \leq 6$ and the lacunarity spectrum using the sliding window technique to characterize the hierarchical clustering in these catalogs. Our results show that the galaxy clustering exhibits a behavior that depends on the radial distance, indicate that the Universe is not a fractal, with a transition to homogeneity below $100 \text{ Mpc}/h$, finding a strong consistency with Λ CDM model. Our results show that there is a relationship between the number of observational holes with different borders in SDSS masks with the measurement of homogeneity scale r_H , particularly, observational holes cause a shift in the scale of homogeneity.

INTERACTIONS OF SCALAR PARTICLES WITH FERMION SECTOR

A. Grobov, A. Dmitriev, S. Rubin

National Research Nuclear University "MEPhI",
(Moscow Engineering Physics Institute)
alexey.grobov@gmail.com

ABSTRACT

There are models with a part of Lagrangian like

$$L_{gauge} = \varphi(x)L_g; \quad L_g = \left[\frac{1}{4g_F} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \frac{1}{4g_G} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} + \frac{1}{4g_s} H_{\mu\nu}^a H^{a\mu\nu} \right] \quad (1)$$

$H^{a\mu\nu}$ -for gluons.

The field $\varphi(x)$ can be embedded by hands supposing its contribution to a Lagrangian in its simplest form. Another way to justify (1) is the attraction of an extra space.

Let the space-time have the structure $M_D = M_d \times M_4$, where the extra factor space M_d is of arbitrary dimension d and assumed to be a space of positive or negative constant curvature $k = \pm 1$. We consider the action

$$S = \frac{m_D^{D-2}}{2} \int \sqrt{D} g d^D x [F(R) + L_g] \quad (2)$$

and the D -dimensional metric

$$ds^2 = g_{\mu\nu}(x) dx^\mu dx^\nu + e^{2\beta(x)} h_{ab} dx^a dx^b \quad (3)$$

where (x) means the dependence on x^μ , the coordinates of M_4 ; h_{ab} is the x -independent metric in M_d .

After conformal mapping and dimensional reduction interaction term like (1) appears in the effective Lagrangian.

TESTING OF $F(R)$ GRAVITY: ANALOGUE OF THE AHARONOV-BOHM EFFECT IN A GRAVITATIONAL LENSING SYSTEM

R.N. Izmailov, R.F. Lukmanova

Zel'dovich International Center for Astrophysics,
M. Akmullah Bashkir State Pedagogical University,
Ufa 450000, RB, Russia
izmailov.ramil@gmail.com

A.K. Kulbakova, R.Kh. Karimov

Zel'dovich International Center for Astrophysics,
M. Akmullah Bashkir State Pedagogical University,
Ufa 450000, RB, Russia

K.K. Nandi

Department of Mathematics, University of North Bengal, Darjeeling
(W.B.) 734 013, India.
Department of Physics & Astronomy, Bashkir State University,
Sterlitamak Campus,
Sterlitamak 453103 (RB), Russia

ABSTRACT

There is no direct evidence of the behaviour of the gravitational field for very large values of the curvature at the early universe. We need a theory that can explain not only the cosmological evolution but also the local geometry of compact objects. These demands lead to the possibility to find modifications of General Relativity, and a typical one is $f(R)$ gravity. Among the studies in modified gravity in the strong regime, we can mention the successful inflationary model based on the $R + \alpha R^2$ theory [1]. Thereafter, there has been numerous works in this field [2-5] exploring various other possibilities and forms of $f(R)$ all sharing the same theoretical virtues.

The purpose of the present work is to propose a possible experiment that can test the Kerr solution in $f(R)$ gravity. We are looking for a gravitational analogue of the Aharonov-Bohm effect that is somewhat similar but conceptually very different from the Sagnac effect. The latter results from the lack of synchrony between two moving clocks: while the analogue of the Aharonov-Bohm effect is the measure of the magnetic flux perpendicular to the area covered by the contour of a moving charge around a solenoid. The latter analogy is possible because the weak field gravitational equations of motion can be re-written as the Lorentz-force equation containing analogue electric and magnetic potentials. We discover that there is a non-zero contribution $\frac{a^3 R_0 \pi}{6}$ of the constant Ricci scalar R_0 , where $\Lambda \equiv \frac{f(R_0)}{f'(R_0)-1}$ appears in the equation $R_{\mu\nu} = \Lambda g_{\mu\nu}$.

Part of the work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (RFBR) under Grant No.16-32-00323.

References

- [1] A.A. Starobinsky, Phys. Lett. B **91** (1980)
- [2] A.A. Starobinsky, JETP Letters **86**(2007)
- [3] S. Capozziello and V. Faraoni, *Beyond Einstein Gravity: A Survey of Gravitational Theories for Cosmology and Astrophysics*, Fundamental Theories of Physics 170 (Springer, 2011).

[4] S. Nojiri, S.D. Odintsov, *Physics Reports* **505** (2011)

[5] A. De Felice and S. Tsujikawa *Living Rev. Rel.* **13** (2010)

A SPECIAL TYPE OF HIGHER-ORDER CORRECTIONS TO THE ACTION OF DARK MATTER

N.A. Koshelev

Ulyanovsk State Pedagogical University,
100 years V.I.Lenin's Birthday Sq.,4, Ulyanovsk 432071, Russia

ABSTRACT

The dark matter is one of the mysteries of modern astrophysics and cosmology. Usually, cold dark matter is treated as an perfect fluid with zero pressure, but a lot of attention is paid to generalizations of this simple model.

In the present work we use the effective field theory for hydrodynamics, which allows one to write the action of a cosmological fluid. This approach involves a derivative expansion. We will group the corrections to the low-order action according to the total number of involved derivatives of the hydrodynamic variables b , u^μ (b is the entropy density, u^μ is the 4-speed of the fluid). The theory is free of first-order corrections due the internal symmetries. The possible second-order corrections are

$$\begin{aligned} & h_1(b) (u^\mu b_{;\mu})^2, \quad h_2(b) b^\mu b_{;\mu}, \quad h_3(b) u^\mu_{;\nu} u^\nu_{;\mu}, \\ & h_4(b) \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} u^{\alpha;\beta} u^{\mu;\nu}, \quad h_5(b) (u^\mu_{;\mu})^2, \quad h_6(b) u^\mu u^\nu u^\alpha_{;\mu} u_{\alpha;\nu}, \end{aligned} \quad (1)$$

where $h_1(b), \dots, h_6(b)$ are arbitrary scalar functions, and $\epsilon_{\alpha\beta\mu\nu}$ is the alternating unit tensor.

This full set of possible corrections have been written in [1]. Recently, the corrections (1) have been analyzed in the context of the Generalised Dark Matter [2]. In addition, some terms of type (1) have been carefully examined [3, 4, 5] in models with mimetic field.

The aim of this work is to study the corrections with non-vanishing h_2 . To be more specific, the action of the considered model is

$$S = \int (\alpha b^n b_{;\mu} b^{;\mu} + \beta b) \sqrt{|g|} d^4x, \quad (2)$$

where n , α and β are some constants.

The study of scalar perturbations shows that dark matter model (2), in general, suffer from instabilities. However, there is a range of parameters n , α , in which instabilities are absent. Moreover, there is a range of parameters describing the higher derivative terms, in which the short-wavelength perturbations of dark matter are suppressed on a sufficiently small scale.

References

- [1] G. Ballesteros, *The effective theory of fluids at NLO and implications for dark energy*, JCAP **1503** 03, 001 (2015).
- [2] M. Kopp, C. Skordis, D. B. Thomas *An extensive investigation of the Generalised Dark Matter model*, arXiv:1605.00649 [astro-ph.CO]

- [3] A. H. Chamseddine, V. Mukhanov, A. Vikman, *Cosmology with Mimetic Matter*, JCAP **1406** 017 (2014).
- [4] L. Mirzaghali, A. Vikman, *Imperfect Dark Matter*, JCAP **1506** 028 (2015).
- [5] G. Cognola, R. Myrzakulov, L. Sebastiani, S. Vagnozzi, S. Zerbini, *Covariant renormalizable gravity model as a mimetic Horndeski model: cosmological solutions and perturbations*, arXiv:1601.00102 [gr-qc]

EXACT SOLUTIONS FOR SCALAR FIELD COSMOLOGY IN $f(R)$ GRAVITY

A.V. Nikolaev, S.V. Chervon

Ilya Ulyanov State Pedagogical University
ilc@xhns.org

Sunil Maharaj, R. Goswami

Department of Mathematical Sciences
University of KwaZulu-Natal, South Africa

ABSTRACT

We are looking for the new class of exact solutions for later inflation i.e. for the current stage of the Universe evolution. To do that we are using $f(R)$ modified gravity with a scalar field

$$S = \frac{1}{2\kappa^2} \int \sqrt{-g} d^4x \{f(R) - \phi_{,\mu} \phi_{,\nu} g^{\mu\nu} - 2V(\phi)\}. \quad (1)$$

Without specifying the $f(R)$ function we study Friedmann Universe assuming that acceleration of the scalar curvature is negligible ($\ddot{R} = 0$). Since Ricci scalar shows how the area of D -sphere A_{curv} differs from the area A_{flat} of this sphere in a flat space [1]:

$$R = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{6D}{\varepsilon^2} \left(1 - \frac{A_{curv}}{A_{flat}}\right) \quad (2)$$

we suppose that it is quite natural to consider the space-time with $\ddot{R} = 0$.

We present the solutions for the special cases

$$a = a_* \tau^{1/2}, \quad \tau = (t - t_*) > 0 \text{ for } R = 0, \quad (3)$$

$$a = a_* |\cos(\sqrt{2}\mu(t_* - t))|^{1/2} \text{ for } R < 0, \quad (4)$$

$$a = a_* (\sinh(\sqrt{2}\nu(t + t_{pl})))^{1/2} \text{ for } R > 0, \quad (5)$$

and for the general case

$$a = \sqrt{C_1 \text{Ai} \left(-(-2A)^{1/3} \left(t + \frac{B}{A} \right) \right)} \quad (6)$$

where Ai - Airy function, A, B, C_1 - constants of integration.

Using initial conditions which represent present Universe we found constants of integration for obtained solutions and compared new scale factors with proper Λ CDM solution. From the plot, which describes the scale factor evolution with respect to the cosmic time for the various solutions obtained in this contribution, we have some very interesting observations, which we state as follows:

1. At least till red shift ($z = 2$), the scalar field cosmologies in $f(R)$ gravity with constant or linearly varying Ricci scalar has remarkable similarities with the standard Λ CDM cosmology, in terms of the evolution of the scale factor. Hence by usual cosmological distance measurements (like supernovae observations) till $z = 2$, it is impossible to differentiate between these theories.
2. The deviation from the standard Λ CDM cosmology occurs in distant past (beyond $z = 2$), in terms of the big bang epoch. In one of the solution with constant Ricci scalar the big bang advances in time reducing the age of the universe, whereas for the solution with linearly varying Ricci scalar, the big bang is thrown further away, increasing the age of the universe.

3. The interesting point of these solutions are: they are true for all well behaved $f(R)$ - theories and hence these are theory independent behaviours. The theory dependence creeps into the potential function of the scalar field, which will be different for different $f(R)$ -theories.

References

- [1] L. Loveridge **gr-qc/0401099** 2004

PROBING SOLUTION FOR SPACE-TIME WITH NON-ACCELERATING SCALAR CURVATURE EVOLUTION IN STAROBINSKY 2007 MODEL

A.V. Nikolaev, S.V. Chervon

Ilya Ulyanov State Pedagogical University
ilc@xhns.org

Sunil Maharaj, R. Goswami

Department of Mathematical Sciences
University of KwaZulu-Natal, South Africa

ABSTRACT

We analyse general exact solution in the $f(R)$ gravity with scalar field

$$S = \frac{1}{2\kappa^2} \int \sqrt{-g} d^4x \{f(R) - \phi_{,\mu} \phi_{,\nu} g^{\mu\nu} - 2V(\phi)\}. \quad (1)$$

The solution

$$a = \sqrt{C_1 \text{Ai} \left(-(-2A)^{1/3} \left(t + \frac{B}{A} \right) \right)}, \quad (2)$$

has been obtained with the assumption $\ddot{R} = 0$. We show that such an assumption is very likely for our Universe.

To specify the $f(R)$ function we are using Starobinsky 2007 model [1]

$$f(R) = R + \lambda R_0 \left(\left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{-n} - 1 \right). \quad (3)$$

We analyse the kinetic energy and the potential for the scalar field:

$$K = -\dot{H} + \lambda \left(-R_1 \dot{H} + 3R_2 (4H^2 \dot{H} - 3H \ddot{H} - \ddot{H} - 4\dot{H}^2) - 18R_3 (\ddot{H} + 4H \dot{H})^2 \right), \quad (4)$$

$$V = \frac{R}{2} - 3H^2 - 2\dot{H} + \lambda \left(\frac{R}{2} \left((1 + R_r^2)^{-n} - 1 \right) - R_4 (2\dot{H} + 3H^2) + R_5 (3\ddot{H} + 27H \ddot{H} + 60H^2 \dot{H} + 12\dot{H}^2) + 18R_6 (\ddot{H} + 4H \dot{H})^2 \right), \quad (5)$$

where R_i - combinations of the term $\frac{R}{R_0}$.

Because in selected modified gravity model Dark Energy is an effect of generalization of the action and the scalar field represents gravity of baryonic matter, we consider the possibilities of the solution (2) to explain present Universe in a natural way.

References

- [1] A. A. Starobinsky *JETP Lett.* **86** 157 (2007)

REVISION OF THE COSMIC DISTANCE DUALITY TESTS

N.M. Semashkin, A.V. Nikolaev

Ilya Ulyanov State Pedagogical University

ABSTRACT

We are reconsidering the tests of the cosmic distance duality relation (CDDR) [1]:

$$\frac{D_L(z)}{D_A(z)(1+z)^2} = 1 \quad (1)$$

where D_L - the luminosity distance, D_A - the angular diameter distance, z - the redshift. We apply the new method for angular diameter distance (ADD) measurement [2, 3, 4] which takes into account the inhomogeneous nature of the Universe. Assuming the Λ CDM model we use the following differential equation to calculate ADD:

$$\ddot{D}_A - \frac{\dot{a}}{a}\dot{D}_A + 4\pi G\alpha \left(\frac{4}{3}\rho_R + \rho_M \right) D_A = 0 \quad (2)$$

where a - a scale factor, ρ_M, ρ_R - average densities of baryonic matter and radiation in the Universe, α - a fullness coefficient of the null geodesics congruence (or the light cone). By setting α showing how density inside the light cone differ from the average Universe value, we analyse how inhomogeneities affects to CDDR tests. We are solving differential equation (2) numerically with the initial conditions:

$$D_A(t_0) = 0, \dot{D}_A(t_0) = 1; \quad (3)$$

where t_0 - time of observation.

In this contribution we will present the review of known methods of angular distance measurement; show the difference between reviewed methods and how this difference depends from the redshift z .

We conclude that the new method of ADD measurement [2, 3, 4] more likely than standard one [1].

References

- [1] R.F.L. Holanda and V. C. Busic and J. S. Alcaniz, *JCAP* **2016**, 02 (2016).
- [2] A. V. Nikolaev and S. V. Chervon, *EPJC* **75**, 75 (2015).
- [3] A. V. Nikolaev and S. V. Chervon, *IJMPA* **31**, 1641013 (2016)
- [4] A. V. Nikolaev and S. V. Chervon, *GC* **22**, 2 (2016)

TESTING FRACTIONAL ACTION COSMOLOGY

V.K. Shchigolev

Department of Theoretical Physics,
Ulyanovsk State University, Russia
vkshch@yahoo.com

ABSTRACT

The present work deals with a combined test of the so-called Fractional Action Cosmology (FAC) on the example of a specific models obtained by the author earlier. Although our model is a phenomenological one due to its origination, it is the analytically accurate model, and therefore is quite suitable for probing the main properties of FAC. For this purpose, we have used the cosmography parameters as well as the observational data. In this model, the effective cosmological term is proportional to the Hubble parameter squared through the so-called kinematic induction. The reason of studying this cosmological model could be explained by its ability to describe two periods of accelerated expansion, that is in agreement with the recent observations and the cosmological inflation paradigm. First of all, we put our model through the theoretical tests that gives a general conception of the influence of the model parameters on its behavior. Then, we obtain some restrictions on the principal parameters of the model, including the fractional index, by means of the observational data. Finally, the cosmography parameters and the observational data compared to the theoretical predictions are presented both analytically and graphically.

References

- [1] V. K. Shchigolev, Cosmological Models with Fractional Derivatives and Fractional Action Functional. *Communications in Theoretical Physics* 56: 389 (2011). <http://dx.doi.org/10.1088/0253-6102/56/2/34>
- [2] V. K. Shchigolev, Cosmic Evolution in Fractional Action Cosmology. *Discontinuity, Nonlinearity, and Complexity* 2 (2): 115 (2013). <http://dx.doi.org/10.5890/DNC.2013.04.002>
- [3] V. K. Shchigolev, Fractional Einstein-Hilbert Action Cosmology. *Modern Physics Letters A* 28 (14): 1350056 (2013). <http://dx.doi.org/10.1142/s0217732313500569>
- [4] V. K. Shchigolev, Fractional action cosmology with an effective Λ -term. *International Journal of Advanced Astronomy* 4 (1): 5-10 (2016). <http://dx.doi.org/10.14419/ijaa.v4i1.5680>
- [5] V. K. Shchigolev, Testing Fractional Action Cosmology. arXiv:1512.04113 [gr-qc] (2015).

CALCULATING LUMINOSITY DISTANCE VERSUS REDSHIFT IN FLRW COSMOLOGY VIA HOMOTOPY PERTURBATION METHOD

V.K. Shchigolev

Department of Theoretical Physics,
Ulyanovsk State University, Russia
vkshch@yahoo.com

ABSTRACT

We propose an efficient analytical method for estimating the luminosity distance in a homogenous Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker model of the Universe. This method is based on the Homotopy Perturbation Method (HPM), which has high accuracy in many nonlinear problems, and can be easily implemented. For analytical calculation of the luminosity distance, we offer to proceed not from the computation of the integral, which determines it, but from the solution of a certain differential equation with corresponding initial conditions. Solving this equation by means of HPM, we obtain the approximate analytical expressions for the luminosity distance as a function of redshift for two different types of homotopy. Possible extension of this method to other cosmological models is also discussed.

References

- [1] V. Shchigolev, Homotopy Perturbation Method for Solving a Spatially Flat FRW Cosmological Model, *Universal Journal of Applied Mathematics* 2(2) (2014), 99-103. DOI: 10.13189/ujam.2014.020204
- [2] V. Shchigolev, Analytical Computation of the Perihelion Precession in General Relativity via the Homotopy Perturbation Method, *Universal Journal of Computational Mathematics* 3(4) (2015), 45-49. <http://dx.doi.org/10.13189/ujcmj.2015.030401>
- [3] V. K. Shchigolev, Calculating Luminosity Distance versus Redshift in FLRW Cosmology via Homotopy Perturbation Method, arXiv:1511.07459 [gr-qc]

LIGHT DEFLECTION IN THE KEHAGIAS-SFETSOS SOLUTION OF HORAVA-LIFSCHITZ GRAVITY

Aigul F. Valitova, Ruslan R. Isaev, Ramil N. Izmailov

Zel'dovich International Center for Astrophysics,
M. Akmullah Bashkir State Pedagogical University, Ufa 450000, RB, Russia
aygul-valitova@mail.ru

ABSTRACT

Horava-Lifshitz gravity has recently received a tremendous amount of attention. As the literature is rather extensive, we refer the reader to [1] for a recent status of the theory. In addition to the formal issues, applications have been extensively explored, ranging from cosmology, dark energy, dark matter to spherically symmetric or rotating solutions. In this work, we calculate the effect of the Horava-Lifshitz parameter ω on the second order light deflection and tabulate its effects on the galaxies surveyed by Sloan Digital Sky Survey (SDSS).

We consider non-relativistic Horava-Lifshitz four-dimensional theory of gravity. Taking in account that the generic IR vacuum of this theory is anti-de Sitter. Particularly, the Newton constant and the speed of light are related to the cosmological constant ($\sim \Lambda_\omega^2$) [2]. In fact, gravitational lensing has become a useful tool in measuring certain properties of gravitational fields and it has now been employed to study the large scale structure of the Universe, to determine behaviour of compact stellar objects and to search for dark matter candidates. In what follows we advocate the idea that gravitational lensing might also be used to discriminate which of the various gravitational theories is correct. In the last few years there has been a growing interest in studying weak as well as strong field lensing by known compact objects.

In this work, we discuss light bending up to second order one candidate theory of gravity that has its genesis in string theory.

Part of the work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (RFBR) under Grant No.16-32-00323.

References

- [1] M. Visser, J, Phys. Conf. Ser. **314**, 012002 (2011).
- [2] A. Kehagias, K. Sfetsos, Phys. Lett. B **678**, 123 (2009).

GRAVITATIONAL LENSING BY ELLIS-BRONNIKOV WORMHOLE: IS THIS WORMHOLE LURKING AT OUR GALACTIC CENTER?

Almir A. Yanbekov, Ramil N. Izmailov, Kamal K. Nandi

Zel'dovich International Center for Astrophysics,
M. Akmullah Bashkir State Pedagogical University, Ufa 450000, RB, Russia
almir-yanbekov@mail.ru

ABSTRACT

Gravitational lensing is a powerful method to investigate the nature of astrophysical objects treated as lenses. One of the well known and accepted result is that the our galaxy (for that matter, other galaxies as well) hosts a supermassive black hole. While there could be other convincing reasons for the existence of such supermassive black holes, we note that lensing effect crucially depends on the light bending. While in the solar syatem the first order two-way bending $\Delta\phi_1 = 4M_\odot/R_\odot(\text{arcsec})$ has been measured to a good accuracy (on part in 10^4), the secong order term $\Delta\phi_2 = (15\pi/8)(M_\odot/R_\odot)^2$ is already of the order of *microarcseconds* and no actual measurement of it has been reported in the literature. On the galactic scale, the situation is similar. In principle, such microarcsecond resolution is reachable by actual VLBI projects, but we must be aware that the disturbances intrinsic in such observations (mainly due to extinction and emission by accreting matter), would make the identification of the relativistic images very difficult.

Given this situation with the second order deflection, and consequently the study of the lensed images, it seems that one could reasonably ask: Are we really seeing a true black hole, or, alternatively, seeing just the positive mass mouth of the Ellis-Bronnikov wormhole at our galactic center? While the first order bending due to the mass M is the same and cannot be used to distinguish between black and wormholes, differences do appear at the second order level. We shall consider both weak and strong lensing scenario, and argue here that unless the level of accuracy of second order bending observations and lensed outermost images (θ_∞) are quite high (less than 7%), which is unreachable with present technology, ruling out the wormhole alternative would be too premature, in our opinion.

Part of the work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (RFBR) under Grant No.16-32-00323.

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ С НЕМИНИМАЛЬНОЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ СВЯЗЬЮ

Р.А. Абзалов, С.В. Сушков

Казанский (Приволжский) федеральный университет,
Институт физики
robert-abzalov@mail.ru

АБСТРАКТ

В нашей работе были рассмотрены космологические возмущения в скалярно-тензорной теории гравитации с неминимальной кинетической связью. Лагранжиан модели содержит член вида $\zeta G^{ij} \phi_{,i} \phi_{,j}$ и представляет собой частный случай общего Лагранжиана Хорндески, который приводит к уравнениям движения второго порядка. Построен полный набор уравнений для скалярных, векторных и тензорных возмущений. Детально исследованы векторные и тензорные моды возмущений. Показано, что векторные моды затухают, а поведение тензорных мод под хаббловским горизонтом кардинально отличается от соответствующего поведения во фридмановской космологии.

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СИСТЕМЫ ФЕРМИ-ЧАСТИЦ, НЕМИНИМАЛЬНО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С ФАНТОМНЫМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ

А.А. Агафонов

Казанский федеральный университет
Россия

АБСТРАКТ

Рассмотрена космологическая модель фантомного скалярного поля, неминимально взаимодействующего с системой ферми-частиц. Были рассмотрены случаи однокомпонентной полностью вырожденной и двухкомпонентной почти вырожденной системы частиц, обладающих фундаментальным скалярным зарядом. Сформулирована полная система самосогласованных макроскопических уравнений, описывающих самогравитирующую плазму скалярно заряженных частиц для пространственно-плоской космологической модели Фридмана, состоящая из нетривиального уравнения Эйнштейна:

$$3\frac{\dot{a}^2}{a^2} = 8\pi(E_{pl} + E_s),$$

уравнения фантомного скалярного поля с источником:

$$\ddot{\Phi} + 3\frac{\dot{a}}{a}\dot{\Phi} - m_s^2\Phi = 4\pi\sigma$$

закона сохранения энергии-импульса системы:

$$\dot{E}_{pl} + 3\frac{\dot{a}}{a}(E_{pl} + P_{pl}) = \sigma\dot{\Phi},$$

законов сохранения в реакциях фундаментального скалярного заряда q_i :

$$\frac{d}{dt}a^3\sum_i q_i n_i(t) = 0 \Rightarrow a^3\sum_i q_i n_i(t) = \text{Const},$$

где введены следующие обозначения: a - масштабный фактор, Φ - потенциал скалярного поля, σ - скалярная плотность заряда.

На основе сформулированной математической модели было найдено асимптотическое поведение системы и построена компьютерная модель ферми-системы с межчастичным скалярным взаимодействием. Численное моделирование позволило изучить основные свойства системы и показать, что система может обладать несколькими гигантскими всплесками инвариантного космологического ускорения, а также в течение космологической эволюции степень вырождения двухкомпонентной плазмы увеличивается, т.е., с точки зрения термодинамики плазма становится более холодной. Это создает предпосылки для рассмотрения скалярно заряженной плазмы в качестве возможного кандидата на темную материю.

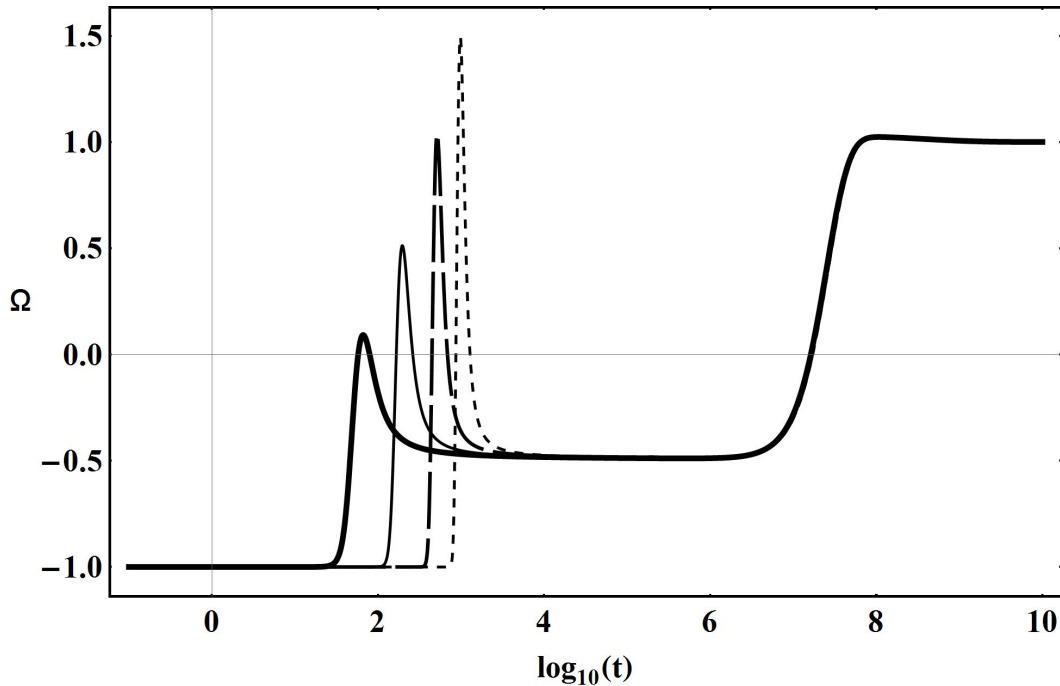


Рис. 1: Эволюция инвариантного космологического ускорения $\Omega = \ddot{a}/\dot{a}^2$, в зависимости от начального значения потенциала скалярного поля $\Phi(0)$. Жирная черная линия – $\Phi(0) = 10^{-4}$, тонкая черная линия – $\Phi(0) = 10^{-8}$, средне пунктирная линия – $\Phi(0) = 10^{-14}$, мелко пунктирная линия – $\Phi(0) = 10^{-20}$. По оси абсцисс отложены значения десятичного логарифма времени в планковских единицах. Всюду: $p_0 = 1$, $m = 0$, $m_s = 10^{-8}$, $q = 1$.

Список литературы

- [1] Yu.G. Ignat'ev, // Russian Physics Journal, 26, No 12, 9 (1983).
- [2] Ю.Г. Игнат'ев, А.А. Агафонов, Д.Ю. Игнат'ев, М.Л. Михайлов // Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. - Вып. 3 - 2014. - с. 16-31.
- [3] Yuri Ignat'ev, Alexander Agathonov, Mikhail Mikhailov and Dmitry Ignatyev. // Astrophys. Space Sci. 357, 1-21 (2015).
- [4] Ю.Г. Игнат'ев, А.А. Агафонов. // Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. - Вып. 4 - 2015. - с. 91-103.

ПОВЕДЕНИЕ КИРАЛЬНЫХ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ФАНТОМНО-КАНОНИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ С ПОСТОЯННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ

С.В. Крюков

УлГПУ им. И.Н. Ульянова, г. Ульяновск
krjukov_s@mail.ru

АБСТРАКТ

Исследование киральной космологической модели в области описания инфляционной стадии эволюции Вселенной представляет немалый интерес в свете последних полученных наблюдательных данных ряда космических и наземных экспериментов, таких как Planck 13 [1], WMAP, BICEP2 [2]. В работе исследуется киральная космологическая модель с фантомным и каноническим полями, которые, как предполагается, существовали во время космологической инфляции [3]. Ранее предложенный нами алгоритм решения динамических уравнений с плоским потенциалом позволяет находить точные решения в фантомно-канонической модели (а так же в других двухполевых моделях) с кинетическим взаимодействием полей [4]. Графическое исследование динамики полей помогает изучать различный функциональный выбор киральных (скалярных) полей. Так же, данные исследования могут быть использованы для определения космологических параметров на момент пересечения горизонтов в постинфляционный период.

Исследования фантомно-канонической модели [5], основанное на поиске ее точных решений, показали, что свобода в выборе параметров внутренней метрики пространства целей может привести к приближению медленного скатывания. Однако, такое приближение по одному из киральных полей, как несложно показать, не приводит к согласованному решению на стадии ранней инфляции Вселенной. Отметим, что существуют решения, выходящие за рамки стандартной инфляционной теории, на что указывает графический анализ точных решений.

Список литературы

- [1] Ade P. A. R. et al. . Planck 2013 results. XXII. Constraints on primordial non-Gaussianity // Astron. Astrophys. — 2013. — Vol. 571. — P. A22.
- [2] Ade P. A. R. et al. . BICEP2 I: Detection Of B-mode Polarization at Degree Angular Scales // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Vol. 112. — 241101.
- [3] Linde A. Inflationary Cosmology after Planck 2013— 2014.
- [4] Червон С.В. Динамика киральных космологических полей в фантомно-канонической модели / С.В. Червон, Р.Р. Аббязов, С.В. Крюков — Известия Вузов. Физика 2014.
- [5] V., C. S. Chiral cosmological model: Dark sector fields description / Chervon S. V. // Quantum Matter. — 2013. — Vol. 2. — P. 71–82.

- [6] Beesham, A. An Emergent Universe with Dark Sector Fields in a Chiral Cosmological Model / A. Beesham, S. Chervon, S. Maharaj and A. Kubasov, // Quantum matter — 2013. — Vol. 2. — P. 388–395.
- [7] Chervon S. V., F. I. On Calculation of the Cosmological Parameters in Exact Models of Inflation / Fomin I.V. Chervon S. V. // Gravitation and Cosmology. — 2007. — Vol. 2, 14. — P. 163–167.
- [8] Chervon, S. On the chiral model of cosmological inflation / S.V. Chervon // Russ.Phys.J. — 1995. — Vol. 38. — P. 539–543.
- [9] Chervon, S. Gravitational field of the early universe: 1. Nonlinear scalar field as the source / S.V. Chervon // Grav.Cosmol. — 1997. — Vol. 3. — P. 145–150.
- [10] Chervon, S. Non-linear fields in theory of gravitation and cosmology — Middle-Volga Scientific Centre, Ulyanovsk State University, 1997.
- [11] Bronnikov, K. Wormholes supported by chiral fields / K.A. Bronnikov, S.V. Chervon, S.V. Sushkov // Grav.Cosmol. — 2009. — Vol. 15. — P. 241–246.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДА ОТ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ ИНФЛЯЦИИ К ЭТАПУ ПРЕОБЛАДАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

А.С. Кубасов

Научно-исследовательская Лаборатория Гравитации, Космологии, Астрофизики УлГПУ

АБСТРАКТ

В докладе рассматривается модель описания двух этапов эволюции 4-х мерной прост-ранственно-плоской Вселенной Фридмана-Робертсона-Уокера (инфляционный этап – доминирование излучения). Исследуется один из способов задания масштабного фактора, позволяющий решать систему уравнений (1) и (2) для обоих этапов с помощью общих функций ρ , p и H (они содержат значения давления, плотности и величину масштабного фактора для скалярного поля инфляционной стадии и вещества на этапе $a \propto t^{1/3}$).

$$p = -\frac{1}{\kappa}(3H^2 + 2\dot{H}), \quad \rho = \frac{3}{\kappa}H^2, \quad (1)$$

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0. \quad (2)$$

Масштабный фактор предлагается в форме $a = a_1^{\chi(t-t_0)} a_2^{1-\chi(t-t_0)}$, где $a_1 = A_1 e^{a t}$, $a_2 = A_2 t^n$, а переменная $\chi(t-t_0)$ – функция Хевисайда времени. Подобное задание масштабного фактора позволяет «включать» один из режимов и «выключать» другой. Эволюция вселенной с масштабным фактором такого экспоненциально-степенного типа рассматривался в ряде работ [1]. Параметр Хаббла в этом случае принимает вид: $H(t) = H_{a_1}(t) + H_{a_2}(t)$. Задавая масштабный фактор в такой форме, удастся разбить систему (1) – (2), на уравнения вида:

$$p_m = -\frac{1}{\kappa}(3H_{a_2}^2 + 2\dot{H}_{a_2}), \quad \rho_m = \frac{3}{\kappa}H_{a_2}^2, \quad (3)$$

$$\dot{\rho}_m + 3H_{a_2}(\rho_m + p_m) = 0, \quad (4)$$

$$p_\phi = -\frac{1}{\kappa}(3H_{a_1}^2 + 2\dot{H}_{a_1}), \quad \rho_\phi = \frac{3}{\kappa}H_{a_1}^2, \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_\phi + 3H_{a_1}(\rho_\phi + p_\phi) = 0, \quad (6)$$

$$\dot{\rho} + 3H_{a_2}(\rho_\phi + p_\phi) + 3H_{a_1}(\rho_m + p_m) = 0, \quad (7)$$

$$\tilde{p} = -\frac{1}{\kappa}(6H_{a_1}H_{a_2}), \quad \tilde{\rho} = \frac{1}{\kappa}(6H_{a_1}H_{a_2}), \quad (8)$$

где (3) – (4) характеризуют этап доминирования излучения, (5) – (6) – описывают инфляцию, а (7) – (8) имеют осязаемое проявление в окрестности перехода от стадии инфляции к доминированию излучения. При этом ρ_ϕ, p_ϕ – давление и плотность на инфляционном этапе, ρ_m, p_m – те же параметры для вещества на этапе преобладания излучения, $\tilde{\rho}, \tilde{p}$ – функции, имеющие размерность плотности и давления, играющие роль в окрестности перехода.

На примере одного из вариантов задания $\chi(t-t_0) = \frac{1}{1+e^{-\beta(t-t_0)}}$ приводится точное решение системы (3) – (8) (где β – подбираемый параметр, t_0 – момент времени внутри окрестности

перехода). Отдельно на точном решении для инфляционного этапа при заданной функции $\chi(t-t_0)$ показывается переход от формализма плотности и давления (ρ_ϕ, p_ϕ) к формализму $(\phi, V(\phi))$ с помощью уравнений (9) и (10)

$$\ddot{\phi} + 3H_{a_1}\dot{\phi} + \frac{\partial V}{\partial \phi} = 0, \quad (9)$$

$$\dot{\phi}^2 = -\frac{2}{\kappa}\dot{H}_{a_1}, V(\phi) = \frac{1}{\kappa}(3H_{a_1}^2 + \dot{H}_{a_1}). \quad (10)$$

Исследуются графики поведения функций $\rho, p, \rho_\phi, p_\phi, \rho_m, p_m, \phi, V(\phi)$ и д.р.

В докладе делаются выводы о плюсах и минусах данной модели описания уравнений эволюции вселенной, и о возможности распространения данного описания на другие этапы эволюции (доминирование вещества, позднюю инфляцию).

Список литературы

- [1] В.М. Журавлев, С.В. Червон, В.К. Щиголев, ЖЭТФ, 114, вып. 2(8), стр. 406, 1998.

МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ ВСЕЛЕННОЙ ДЛЯ МЕТРИКИ ТИПА VIII ПО БЬЯНКИ

В.Ф. Панов, О.В. Сандакова, Д.М. Янишевский, М.Р. Черемных

ПГНИУ, Пермь, Россия

АБСТРАКТ

В рамках общей теории относительности построена анизотропная космологическая модель с расширением и вращением с метрикой типа VIII по Бьянки:

$$ds^2 = \eta_{ab} \theta^a \theta^b,$$

$$a, b = 0, 3,$$

где η_{ab} - элементы диагональной лоренцевой матрицы, θ^a - ортонормированные 1 - формы, выражающиеся следующим образом:

$$\theta_0 = dt - Rv_A e^A, \theta^A = RK_A e^A,$$

при этом $v_A = (0, 0, 1), K_A = (a, a, b), A = 1, 2, 3$. 1 - формы e^A представляют собой следующие выражения:

$$e^1 = \cosh(y) \cos(z) dx - \sin(z) dy,$$

$$e^2 = \cosh(y) \sin(z) dx + \cos(z) dy,$$

$$e^3 = \sinh(y) dx + dz.$$

Будем моделировать эволюцию Вселенной на разных этапах ее развития, на основе решений систем дифференциальных уравнений, считая, что каждому этапу соответствует доминирование того или иного источника гравитации.

Источниками гравитации являются скалярное поле и 3 жидкости с соответствующими уравнениями состояния. При этом пылевидное вещество и ультрарелятивистская материя моделируются идеальными жидкостями с разными уравнениями состояния, а темная энергия моделируется анизотропной жидкостью. Мы получили зависимости плотности энергии различных видов материи и масштабного фактора от времени, а также найдены значения компонент давления на каждом из этапов эволюции Вселенной. Выяснено, что при анизотропная жидкость вакуумоподобна и асимптотически изотропизируется. Вычислены кинематические параметры анизотропной жидкости.

На всех этапах эволюции, на которых имеется один энергетически доминирующий материальный агент, зависимости масштабного фактора от времени совпадают с аналогичными во фридмановской космологии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Кувшинова Е.В., Панов В.Ф., Сандакова О.В. Rotating Nonstationary Cosmological Models and Astrophysical Observation // Gravitation and Cosmology 2, г. Москва, 2014г., с. 138-140.

[2] Кувшинова Е.В., Павелкин В.Н., Панов В.Ф., Сандакова О.В. Bianchi Type VIII Cosmological Models with Rotating Dark Energy // Gravitation and Cosmology 2, г. Москва, 2014г., с. 141-143.

[3] В.Г. Кречет. Известия вузов. Физика. No3. С.3-6(2005).

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ТОНКОЙ НАСТРОЙКИ В ФОРМЕ УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА

А.В. Голубков, А.В. Цыганов, С.В. Червон

УлГПУ им. И.Н. Ульянова

АБСТРАКТ

В работе [1] указан способ генерирования точных "дуальных" решений для космологической модели со скалярным полем, используя уравнение для тонкой настройки потенциала в форме уравнения Шредингера движения квантовой частицы в одномерном пространстве:

$$\ddot{Z} + [E - U(t)]Z = 0, \quad (1)$$

где $Z(t) = a^3(t)$, $E = 3\Lambda$, $U(t) = 3\kappa V(t)$. Было показано, что если одно из решений $Z_1(t)$ найдено при фиксированной зависимости $V(t)$, тогда второе линейно-независимое решение определяется из соотношения

$$Z_2(t) = Z_1 \left(C_2 + W_0 \int \frac{dt}{Z_1^2} \right),$$

где C_2 и W_0 постоянные.

В качестве примера применения метода в [1] рассмотрена экспоненциально-степенная эволюция и найден пример решения в элементарных функциях для степенного масштабного фактора.

В данной работе мы рассматриваем обобщение метода вариационного принципа режима медленного скатывания, предложенного в [1], и генерируем "дуальные" решения для новых решений космологической эволюции, рассматривая в качестве исходных экспоненциальную, тригонометрическую и гиперболическую эволюцию масштабного фактора. Соответствующие решения представлены в виде квадратур или элементарных функций.

Список литературы

- [1] В.М. Журавлев, С.В. Червон, В.К. Щиголев, ЖЭТФ, 114, вып. 2(8), стр.406, 1998.

DYNAMICAL RADIATING FLUID STELLAR MODELS WITH REALISTIC EQUATIONS OF STATE

Byron Brassel

Astrophysics and Cosmology Research Unit,
School of Mathematics, Statistics and Computer Science,
University of KwaZulu-Natal

ABSTRACT

We model the dynamics of a spherically symmetric radiating star with three spacetime regions. The local internal atmosphere is a two-component system consisting of standard pressure-free, null radiation and an additional string fluid with energy density and nonzero pressure obeying all physically realistic energy conditions. The middle region is purely radiative which matches to a third region which is the Schwarzschild exterior. A large family of solutions to the field equations are presented for various realistic equations of state. A comparison of our solutions with earlier well known results is undertaken and we show that all these solutions are contained in our family. We then generalise our class of solutions to higher dimensions.

SOME SIMPLE RELATIVISTIC STELLAR MODELS

Sunil Maharaj

Astrophysics and Cosmology Research Unit,
School of Mathematics, Statistics and Computer Science,
University of KwaZulu-Natal

ABSTRACT

We study the nonlinear differential equations for the stellar junction condition in a relativistic radiating star. Several approaches are possible that lead to solutions of the nonlinear equations. We obtain the Lie point symmetries that leave the boundary condition invariant. We present several new exact solutions to the junction condition. In each case we can identify the exact solution with a Lie point generator. Some of the solutions obtained satisfy a barotropic equation of state. In addition, we consider the physical behavior of a two-fluid stellar atmosphere and the related spacetime geometry. As a special case we regain models which were found previously. Our analysis highlights the interplay between Lie algebras, nonlinear differential equations and application to relativistic astrophysics.

RICCATI EQUATIONS FOR BOUNDED RADIATING SYSTEMS

Ajey Tiwari

Astrophysics and Cosmology Research Unit,
School of Mathematics, Statistics and Computer Science,
University of KwaZulu-Natal

ABSTRACT

We systematically analyze the nonlinear partial differential equation that determines the behaviour of a bounded radiating star in general relativity. Four categories of solution can be identified in terms of restrictions on the gravitational potentials. One category of solution can be related to recently introduced horizon function transformation. A Lie symmetry analysis of the resulting equations shows that several classes of solution are possible.

АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ В ДИАПАЗОНЕ ГРАВИТАЦИОННО-ВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЯДА ДВОЙНЫХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ

Л.В. Грунская, В.В. Исакевич, Д.В. Исакевич, В.Е. Лукьянов

Владимирский государственный университет
Россия

АБСТРАКТ

Экспериментально установлено неизвестное ранее явление присутствия в составляющих электрического и геомагнитного поля пограничного слоя атмосферы частот гравитационно-волнового (ГВ) излучения ряда двойных звездных систем (ДЗС) [1].

Модели подобных взаимосвязей электромагнитных и гравитационных полей рассматривались в работах Vocaletti D., Гинзбурга В. Л., Зельдовича Я. Б. [1, 2, 3], где дана основа теории взаимодействия квазистатических электромагнитных полей с гравитационным излучением. Было показано, что периодическое гравитационное излучение приводит к формированию переменного электромагнитного поля, изменяющегося с частотой гравитационного излучения. Эти работы стимулировали исследования многих ученых как в нашей стране так и за рубежом, в частности работы Балакина А. Б. [4, 5, 6].

С 1972 г. на физическом экспериментальном полигоне Владимирского государственного университета осуществляется мониторинг электромагнитных полей в инфранизкочастотном (ИНЧ) диапазоне (ниже 30 Гц). Одна из задач экспериментальных исследований связана с изучением предсказанной А.Эйнштейном взаимосвязи электромагнитных и гравитационных полей в природе. За период 2000–2015 гг. создана разнесенная на сотни километров система мониторинга электромагнитных полей и получена обширная экспериментальная база данных, которая позволила проанализировать подобные воздействия по разнесенным в пространстве станциям наблюдения электромагнитных полей Земли. Для анализа также использованы данные по электрическому полю Росгидромета и по геомагнитному полю японских станций Какиока и Мемамбецу.

Как в электрическом, так и в геомагнитном поле выявленные составляющие на частотах ГВ-излучения ДЗС некогерентны. В силу их некогерентности классические методы спектрального анализа оказались несостоятельными при изучении характеристик частотных компонент в электрических и геомагнитных полях, связанных с приливными и астрофизическими процессами.

В 2010–2013 гг. авторами разработан и запатентован анализатор собственных векторов и компонент сигнала (АСВиКС) [7], позволивший изучать энергетически недоминирующие некогерентные составляющие временных рядов. В процессе анализа электрического и геомагнитного полей в ИНЧ-диапазоне на разнесенных в пространстве станциях с помощью анализатора собственных векторов и компонент сигнала стабильно регистрировались частотные компоненты, совпадающие с частотами ГВ-излучения ДЗС (удвоенная частота обращения ДЗС): J 1012+5307; J 1537+1155, J 1959+2048; J 2130+1210; J 1915+1606 (Каталог двойных пульсаров с ИНЧ-частотой ГВ-излучений (Princeton Pulsar Catalog — J. Taylor, F. Camilo)).

АСВиКС разделяет исследуемый временной ряд на конечном интервале анализа на сумму некоррелированных главных компонент, и для каждой компоненты определяет ее действующую амплитуду и индекс когерентности. Величину индекса когерентности можно рассматривать как аналог отношения «сигнал-шум» для главной компоненты, если в качестве сигнала рассматривать значение амплитудного спектра главной компоненты на искомой частоте к средней величине амплитудного спектра главной компоненты.

Во временных рядах электрического и геомагнитного полей пограничного слоя атмосферы Земли обнаружены сигналы инфранизкочастотного диапазона, локализованные на частотах гравитационно-волнового излучения ряда двойных звездных систем. Полученные по результатам экспериментальных исследований оценки амплитуд на частотах ГВ-источников в электрическом и геомагнитном полях (по электрическому полю 0.05–0.5 В/м [1]; по геомагнитному полю 0.04–0.16 нТл) соответствуют теоретически предсказанному уровню.

Оценка амплитуды обнаруженных сигналов является предметом особого внимания со стороны критиков. Такой результат на гравитационных конференциях всегда вызывает недоверие, так как амплитуда электрического ИНЧ-сигнала, вызываемого гравитационно-волновым полем в рамках Эйнштейновской гравитации, должна быть на десять порядков ниже обнаруженного сигнала на частотах ГВ-источников. Однако, как следует из работы А. Балакина [8], отклик аксионно-активной электродинамической системы Земли должен быть высок, и должно наблюдаться аномальное усиление сигнала. В этой статье А. Балакиным рассмотрены модели с аномальным усилением сигнала, основанные на точных решениях электродинамических уравнений, а также представлены теоретические проблемы, связанные с интерпретацией наших экспериментальных результатов. Например, в рамках анализируемых моделей, для ГВ с амплитудой $\beta_0 \approx 10^{-23}$ и эффективной добротностью $Q \approx 10^{20}$, индуцированные полем гравитационной волны (ГВ) вариации геомагнитного и электрического поля должны составлять тысячную долю от величины магнитного поля Земли.

Использование АСВиКС оказалось эффективным при обнаружении энергетически недоминирующих составляющих временных рядов электрического и геомагнитного полей, связанных с гравитационно-волновым излучением двойных пульсаров. АСВиКС можно использовать в большом числе прикладных исследований, связанных с обнаружением энергетически недоминирующих сигналов в различных процессах.

Работа осуществлена при поддержке Государственного Задания 2014/13,2871, гранта РФФИ №14-07-97510/14.

Список литературы

- [1] Грунская Л. В., Исакевич Д. В., Исакевич В. В. Выявление периодических составляющих с частотами астрофизических процессов во временных рядах вертикальной составляющей напряженности электрического поля пограничного слоя атмосферы Земли // *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия*. Москва: Изд. «Профиль», 2014, ISSN 2226-8812, Вып.2, с.54–71.
- [2] Bocalletti D., De Sabatta V., Fortini P., Gualdi C. // *Nuovo Cim*, 1970, №2, Vol.70, pp.129–146.
- [3] Гинзбург В. Л., Цитович В. Н. *Переходное излучение и переходное рассеяние*. — Москва: Наука, 1984. — 360 с.

- [4] Balakin A. B., Muharlyamov R. K., Zayats A. E. Nonminimal Einstein-Maxwell-Vlasov-axion model // Classical and Quantum Gravity, Vol. 31, №2, 025005, 2014 (19 pp.).
- [5] Balakin A. B., Tarasova N. O. Extended axion electrodynamics: Optical activity induced by nonstationary dark matter // Gravitation and Cosmology, 2012, Vol. 18, №1, pp. 54–56.
- [6] Balakin A. B., Bochkarev V. V. and Tarasova N. O. Gradient models of the axion-photon coupling // The European Physical Journal C — Particles and Fields, 2012, Vol.72, №2, 1895 (14 pp.).
- [7] Грунская Л. В., Исакевич В. В., Исакевич Д. В. Анализатор собственных векторов и компонент сигнала. Патент РФ на полезную модель №116242 от 30.09.2011.
- [8] Балакин А. Б. Аксионная электродинамика земной атмосферы: поиск сигналов, индуцированных гравитационными волнами // Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. Москва: Изд. «Профиль», 2014, ISSN 2226-8812, Вып.2, с.72–78.

АНАЛИЗАТОР СОБСТВЕННЫХ ВЕКТОРОВ И КОМПОНЕНТ СИГНАЛА В ЗАДАЧЕ ВЫЯВЛЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИ НЕДОМИНИРУЮЩИХ СОСТАВЛЯЮЩИХ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

В.В. Исакевич, Д.В. Исакевич, Л.В. Грунская

Владимирский государственный университет
Россия

АБСТРАКТ

На основе анализатора собственных векторов и компонент сигнала [1] (айгеноскопа) построена система анализа многомерных временных рядов электромагнитного поля инфранизкочастотного диапазона в приземном слое атмосферы — для выявления сложнопериодических энергетически доминирующих компонент, которые спектрально локализованы вблизи гравитационно-волновых частот двойных звездных систем.

Исследованы многолетние временные ряды, имеющие сотни тысяч часовых отсчетов. Айгеноскоп оценивает ковариационную матрицу исследуемых временных рядов на интервале анализа 1000 часов, вычисляет собственные векторы и собственные значения этой ковариационной матрицы и исследует спектральный состав полученных собственных векторов.

Показано, что сложнопериодические компоненты, спектрально локализованные вблизи гравитационно-волновых частот двойных звездных систем невозможно обнаружить с помощью классического спектрального анализа временного ряда — в силу некогерентности этих компонент.

В качестве критерия спектральной локализации собственных векторов в айгеноскопе использована величина индекса когерентности, равного отношению максимума амплитудного спектра собственного вектора к среднему значению амплитудного спектра.

Среди тысячи собственных векторов каждого временного ряда для дальнейшего анализа отбирались те собственные векторы, у которых максимум амплитудного спектра находится вблизи гравитационно-волновых частот исследованных двойных звездных систем. Как правило, отобранные таким образом собственные векторы имеют индекс когерентности, превышающий медианный (у всех исследованных временных рядов и всех рассмотренных гравитационно-волновых частот двойных звездных систем).

Построена схема оценки вероятности случайного превышения медианы индекса когерентности, изоморфная схеме испытаний Бернулли. Показано, что вероятность случайного превышения индексами когерентности медианного значения на гравитационно-волновых частотах двойных звездных систем (для всех рассмотренных двойных звездных систем и всех рассмотренных временных рядов) имеет порядок 10^{-6} .

На основе величин собственных значений, которые соответствуют собственным векторам, спектрально локализованным вблизи гравитационно-волновых частот, оценены действующие значения амплитуд выявленных сложнопериодических составляющих.

Работа осуществлена при поддержке Государственного Задания 2014/13,2871, гранта РФФИ №14-07-97510/14.

Список литературы

- [1] Грунская Л. В., Исакевич В. В., Исакевич Д. В. Анализатор собственных векторов и компонент сигнала. Патент РФ на полезную модель №116242 от 30.09.2011.

Index

А

Абзалов, Р.А., 68
Агафонов, А.А., 69
Алиев, Б.Г., 35

Б

Большакова, К.А., 37

В

Владимиров, Ю.С., 10
Выблый, Ю.П., 39

Г

Голубков, А.В., 76
Грунская, Л.В., 80, 83

Д

Дудко, И.Г., 39

Ж

Журавлев, В.М., 13, 44

З

Злобин, В.А., 43

И

Исакевич, В.В., 80, 83
Исакевич, Д.В., 80, 83

К

Крюков, С.В., 71
Кубасов, А.С., 73

Л

Лукьянов, В.Е., 80

М

Майорова, Т.И., 41

Н

Николаев, А.В., 41

П

Панов, В.Ф., 75

С

Сандакова, О.В., 75
Сушков, С.В., 15, 68

Ф

Фролов, Б.Н., 12

Ц

Цыганов, А.В., 76

Ч

Червон, С.В., 41, 43, 46, 76
Черемных, М.Р., 75

Ш

Шабанов, Е.В., 46

Я

Янишевский, Д.М., 75

А

Alpin, Timur, 16

В

Babourova, O.V., 17, 19
Beesham, Aroonkumar, 1, 28
Bogadi, Robert, 22
Brassel, Byron, 77
Bronnikov, K.A., 2, 21

С

Casas-Miranda, R.A., 54
Chervon, S.V., 3, 28, 47, 52, 60, 62

Д

Dmitriev, A., 55

Ф

Fedosin, Sergey, 23
Fomin, I.V., 47, 50, 52
Frolov, B.N., 17, 24

Г

Garcia-Farieta, J.E., 54
Goswami, R., 60, 62
Govender, Megandhren, 22
Grobov, A., 55

I

Isaev, Ruslan, 66
Ivashchuk, V.D., 4
Izmailo, Ramil, 67
Izmailov, Ramil, 56, 66

K

Karimov, Ramis, 56
Koshelev, N.A., 58
Kubasov, A.S., 28
Kudlaev, P.E., 24
Kulbakova, Aliya, 56

L

Lukmanova, Regina, 56

M

Maharaj, Sunil, 5, 22, 28, 60, 62, 78
Melnikov, V.N., 6

N

Nandi, Kamal, 67
Nikolaev, A.V., 60, 62, 63

P

Popov, Arkady, 26

R

Rasulova, A.M., 30
Ray, Subharthi, 8
Rubin, S., 55

S

Semashkin, N.M., 63
Shchigolev, V.K., 64, 65
Skvortsova, M.V., 21

T

Tiwari, Ajey, 79

U

Unnikrishnan, C.S., 9, 31

V

Valitova, Aigul, 66

Y

Yanbekov, Almir, 67

Z

Zaigrova, V.V., 19
Zaripov, Farkhat, 34
Zaslavskii, O.B., 33

Научное издание

**5-ая Ульяновская международная школа-семинар
“Проблемы теоретической и наблюдательной космологии”**

**5th Ulyanovsk International School-Seminar
“Problems of Theoretical and Observational Cosmology”**

Сборник тезисов докладов международной научной конференции

19 сентября – 30 сентября 2016

УлГПУ им. И.Н. Ульянова, Ульяновск, Россия

Под общей редакцией профессора С.В Червона
Компьютерная вёрстка: младший научный сотрудник А.В. Николаев
с помощью пакета LATEX ‘confproc’, версии 0.8

Подписано в печать

Формат

Гарнитура Times

Печать оперативна

Бумага офсетная

Уч. печ. л.

Тираж

Заказ №

Типография ФГБОУ ВО «Ульяновский государственный педагогический университет имени
И. Н. Ульянова», 432700, г. Ульяновск, пл. 100-летия со дня рождения В.И. Ленина 4