

1-Теоретическая физика. Математическая физика

Абакумова Виктория Александровна, доцент
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, физический факультет
Теории с несвободно-порождённой калибровочной симметрией
e-mail: victoriaabakumova@gmail.com стр. 36

Гаврилова Анна Михайловна, магистрант 1 года обучения
Ижевск, Удмуртский государственный университет, ИМИТиФ
Исследование движения эллиптического профиля с закреплённой точечной особенностью
e-mail: ann.gavrilova5@mail.ru стр. 37

Лагунов Данил Аркадьевич, 4 курс
Ижевск, Удмуртский государственный университет, Институт математики, информационных технологий и физики
Движение эллиптического профиля в присутствии неподвижной точечной особенности
Артемова Елизавета Марковна,
e-mail: ldegos23@gmail.com стр. 38

Петров Павел Константинович, аспирант 4 года обучения
Москва, Институт ядерных исследований Российской академии наук, ОТФ ИЯИ РАН
Вселенная с отскоком в рамках теории Хорндески. Самосогласованность классического описания
Миронов Сергей Андреевич, к.ф.-м.н.
e-mail: pavelkpetrov@mail.ru стр. 39

Фроловский Даниил Валерьевич, магистрант 2 года обучения
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, физический факультет
Формирование первичных черных дыр в E-моделях инфляции
Кетов Сергей Владимирович, д.ф.-м.н.
e-mail: daniylfrolovsky@yandex.kz стр. 40

Харипова Диана Ильдаровна, 2 курс
Уфа, Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы, Институт физики, математики, цифровых и нанотехнологий
Угол отклонения света черными дырами из теории струн с T-дуальностью в слабом гравитационном поле
Каримов Рамис Хамитович, к.ф.-м.н.
e-mail: kharipova.dream9@gmail.com стр. 42

Шебелева Анна Андреевна, н.с.
Красноярск, Сибирский федеральный университет, Институт инженерной физики и радиоэлектроники
Численное исследование темпа деформации капли топлива в процессе её разрушения
e-mail: an_riv@mail.ru стр. 42

Юсупова Розалия Мансуровна, м.н.с.
Уфа, Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы, Институт физики, математики, цифровых и нанотехнологий
Исследование приливных сил в пространстве-времени фантомной кротовой норы Лобо-Персей-Риази
e-mail: yu.rose@mail.ru стр. 43

Теории с несвободно-порождённой калибровочной симметрией

Абакумова Виктория Александровна

Ляхович Семен Леонидович

Национальный исследовательский Томский государственный университет

abakumova@phys.tsu.ru

Теории с несвободно-порождённой калибровочной симметрией представляют собой класс теорий, калибровочные параметры которых не являются произвольными функциями пространственно-временных координат, а подчинены системе дифференциальных уравнений,

$$\delta_\varepsilon \varphi^i = \Gamma_\alpha^i \varepsilon^\alpha, \quad \delta_\varepsilon S(\varphi) = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \Gamma_\alpha^a(\varphi) \varepsilon^\alpha = 0. \quad (1)$$

В качестве примеров теорий с данным типом симметрии можно упомянуть унимодулярную гравитацию, параметры которой подчинены условию бездивергентности, различные её модификации [1], [2], модели полей высших спинов с трансверсальной симметрией [3] и максвеллоподобные модели полей высших спинов [4].

Проблема рассматриваемого класса теорий состоит в том, что стандартный общий формализм калибровочных теорий не учитывает такие особенности теорий с несвободно-порождённой калибровочной симметрией, как существование связей на калибровочные параметры (1), а также функций пополнения, обращающихся в нуль на уравнениях движения, но не являющиеся их дифференциальными следствиями,

$$T_a(\varphi, \Lambda) \equiv \tau_a(\varphi) - u_a(\Lambda), \quad u_a(\Lambda) = \Lambda_I u_a^I, \quad I = 1, \dots, k, \quad T_a \neq \partial_i S(\varphi) \Theta_a^i. \quad (2)$$

Исходным пунктом для исследования теорий с несвободно-порождённой калибровочной симметрией являются модифицированные тождества Нётер, связывающие между собой основные составляющие несвободно-порождённой калибровочной алгебры,

$$\partial_i S(\varphi) \Gamma_\alpha^i(\varphi) + \tau_a(\varphi) \Gamma_\alpha^a(\varphi) = 0, \quad (3)$$

где Γ_α^i – генераторы калибровочной симметрии, τ_a – локальные функции (2), Γ_α^a – генераторы связей на калибровочные параметры. Существенным является тот факт, что оператор связей на калибровочные параметры обладает не более чем конечномерным ядром,

$$u_a \Gamma_\alpha^a(\varphi) = 0 \quad \Rightarrow \quad u_a \in K = \text{Ker } \Gamma_\alpha^a, \quad \dim K = k. \quad (4)$$

Общая структура несвободно-порождённой калибровочной алгебры впервые была описана в работе [5], расширение БВ-формализма для данного класса теорий было предложено в работе [6]. Однако то, как уравнения на калибровочные параметры возникают с точки зрения алгебры гамильтоновых связей, долгое время оставалось неясным даже для модели унимодулярной гравитации, что отмечалось в литературе [7]. В настоящей работе изучается то, как несвободно-порождённая калибровочная симметрия проявляет себя на гамильтоновом уровне. Разработан гамильтонов формализм со связями любого конечного поколения для теорий поля общего вида с несвободно-порождённой калибровочной симметрией, в том числе общая гамильтонова процедура получения дифференциальных уравнений, ограничивающих калибровочные параметры. Также предложено обобщение гамильтонового БФВ-БРСТ формализма для теорий поля с данным типом симметрии.

Одной из особенностей теорий с несвободно-порождённой калибровочной симметрией является существование глобальных сохраняющихся величин, значения которых определяются асимптотиками полей и их производных. Простейшим примером такой величины является космологическая постоянная в модели унимодулярной гравитации. В работе предложена систематическая процедура построения глобальных сохраняющихся величин, исходя из уравнений связей на калибровочные параметры. Также найдены неизвестные ранее аналоги космологической постоянной для безмассовых полей высших спинов с несвободно-порождённой калибровочной симметрией. Показано, что количество таких величин растёт с увеличением спина.

Известно, что любая теория с несвободно-порождённой калибровочной симметрией может быть описана в терминах приводимой симметрии с параметрами, не ограниченными связями [8]. В настоящей работе связь между двумя параметризациями преобразований симметрии установлена с точки зрения гамильтонова формализма. Также установлена связь между соответствующими БРСТ комплексами, неэквивалентность которых обусловлена различным статусом глобальных сохраняющихся величин по отношению к различным вариантам БРСТ симметрии. Так, например, БРСТ комплекс, связанный с несвободно-порождённой калибровочной симметрией, лучше подходит для изучения динамики с фиксированными модулярными

параметрами, в то время как БРСТ комплекс, основанный на приводимой симметрии, применяется, если асимптотики полей не фиксированы. Таким образом, выбор между двумя этими неэквивалентными БРСТ комплексами зависит от физической постановки задачи.

Полученные результаты опубликованы в работах [9]–[15], а также представлены в диссертации [16].

Список публикаций:

- [1] Barvinsky A. O., Kamenshchik A. Yu. // *Phys. Lett. B.* 2017. Vol. 774. P. 59–63.
 [2] Barvinsky A. O., Kolganov N., Kurov A., Nesterov D. // *Phys. Rev. D.* 2019. Vol. 100(2). P. 023542.
 [3] Skvortsov E. D., Vasiliev M. A. // *Phys. Lett. B.* 2008. Vol. 664. P. 301–306.
 [4] Campoleoni A., Francia D. // *JHEP.* 2013. Vol. 1303. P. 168.
 [5] Kaparulin D. S., Lyakhovich S. L. // *Nucl. Phys. B.* 2019. Vol. 947. P. 114735.
 [6] Kaparulin D. S., Lyakhovich S. L. // *Eur. Phys. J. C.* 2019. Vol. 79(2). P. 718.
 [7] Gielen D., de Leon Ardon R., Percacci R. // *Class. Quant. Grav.* 2018. Vol. 35(19). P. 195009.
 [8] Francia D., Lyakhovich S. L., Sharapov A. A. // *Nucl. Phys. B.* 2014. Vol. 881. P. 248–268.
 [9] Abakumova V. A., Karataeva I. Yu., Lyakhovich S. L. // *Phys. Lett. B.* 2020. Vol. 802. P. 135208.
 [10] Abakumova V. A., Lyakhovich S. L. // *Phys. Rev. D.* 2020. Vol. 802. P. 135208.
 [11] Абакумова В. А., Ляхович С. Л. // *Учен. зап. физ. фак-та Моск. Ун-та.* 2021. № 1. С. 2111503.
 [12] Abakumova V. A., Lyakhovich S. L. // *AIP Conference Proceedings.* 2021. Vol. 2377(1). P. 090001.
 [13] Abakumova V. A., Karataeva I. Yu., Lyakhovich S. L. // *Nucl. Phys. B.* 2021. Vol. 973. P. 115577.
 [14] Abakumova V. A., Lyakhovich S. L. // *PEPAN Lett.* 2022. Vol. 19(5). P. 451–453.
 [15] Abakumova V. A., Lyakhovich S. L. // *PEPAN.* 2023. Vol. 54(5). P. 950–956.
 [16] Абакумова В. А. *Калибровочные теории с высшими производными и несвободно-порождёнными симметриями: дис. ... канд. физ.-мат. наук / Томск, 2023. – 139 с.*

Исследование движения эллиптического профиля с закрепленной точечной особенностью

Гаврилова Анна Михайловна

Артемова Елизавета Марковна

Удмуртский государственный университет

Ann.gavrilova5@mail.ru

Рассмотрим систему, состоящую из движущегося эллиптического профиля с полуосями a , b и закрепленной к нему точечной особенностью (вихрь интенсивности Γ) (рис.1, слева) в идеальной жидкости. Изучение задачи именно в такой постановке связано с тем, что в численных расчетах при обтекании профиля за ним всегда образуются вихри. Поскольку в рамках идеальной жидкости возникновение вихрей невозможно, то мы искусственно вводим вихрь, который расположен рядом с эллипсом.

Отнесем это движение к некоторой неподвижной (инерциальной) системе координат Oxy . Также введем подвижную систему координат $O'x'y'$ в плоскости z , неизменно связанную с эллипсом.

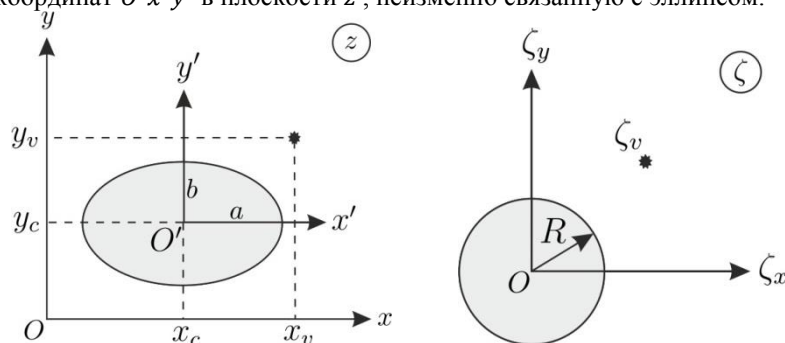


рис.1. Схематическое изображение эллиптического и кругового профилей

В рассматриваемой постановке движение жидкости, окружающей тело, может быть описано комплексным потенциалом

$$W = -\frac{U_1}{2\zeta}(R^2 - c^2) - \frac{iU_2}{2\zeta}(R^2 + c^2) - \frac{i\omega c^2 R^2}{4\zeta^2} - \frac{i\Gamma}{2\pi} \ln(\zeta - \zeta_v) + \frac{i\Gamma}{2\pi} \ln \frac{\zeta - \zeta_v^*}{\zeta}, \quad (1)$$

где U_1 - поступательная скорость движения центра масс эллиптического цилиндра в направлении оси Ox' , U_2 - скорость в направлении оси Oy' , ω - угловая скорость. ζ_v - положение вихря в плоскости ζ , $\zeta_v^* = \frac{R^2}{\zeta_v}$.

Отметим, что при построении потенциала (1) мы использовали метод конформных отображений и перешли от эллипса к кругу радиуса R , центр которого расположен в начале вспомогательной системы координат $O\zeta_x\zeta_y$ (рис.1, справа). Точки $\zeta = \zeta_x + i\zeta_y$ данной плоскости отображаются на z плоскость с помощью преобразования Жуковского

$$z = \frac{1}{2} \left(\zeta + \frac{c^2}{\zeta} \right).$$

В данной задаче считаем, что интенсивность вихря в общем случае зависит от времени и жидкость на бесконечности покоится. В выражении (1) первые три слагаемых есть классический потенциал для движущегося профиля, четвертое слагаемое описывает течение, создаваемое особенностью. Последнее слагаемое задает течение от инверсного образа и центрального вихря, возникающих внутри цилиндра вследствие теоремы Милна-Томсона [2].

Используя формулы предложенные Л.И. Седовым [1] и потенциал (1), можно получить явные выражения для комплексной силы и момента гидродинамических сил, а далее построить уравнения движения данной системы. Уравнения движения Ньютона-Эйлера

$$\dot{U}_1 = \frac{Re(F) + mU_2\omega}{m + \rho\pi b^2}, \quad \dot{U}_2 = \frac{Im(F) - mU_1\omega}{m + \rho\pi a^2}, \quad \dot{\omega} = \frac{8M}{\rho\pi c^4 + 8I}, \quad (2)$$

где m - масса профиля, ρ - плотность жидкости, I - момент инерции, $F = F_x + iF_y$ - сила, действующая на тело, с исключением слагаемых связанных с \dot{U}_1 и \dot{U}_2 , M - момент силы, с исключением слагаемого с $\dot{\omega}$. Отметим, что в выражении (2) знаменатели обусловлены эффектом присоединенных масс.

Данные выражения необходимо дополнить кинематическими соотношения

$$\begin{aligned} \dot{x} &= U_1 \cos \varphi - U_2 \sin \varphi, \\ \dot{y} &= U_1 \sin \varphi + U_2 \cos \varphi, \\ \dot{\varphi} &= \omega, \end{aligned} \quad (3)$$

где φ - угол поворота эллипса в плоскости Oxy .

Полученная система (2) и (3) описывает движение эллиптического профиля с закрепленным к нему точечным вихрем. В уравнения (2) координаты x , y и угол φ явно не входят, поэтому данную систему можно исследовать отдельно. Показано, что в случае с фиксированным положением особенности постоянной интенсивности относительно эллипса система (2) автономна и представляет собой систему из трех дифференциальных уравнений с квадратичной правой частью. Показано, что существует два частных случая, в которых данная система допускает дополнительный первый интеграл. Во всех остальных случаях численный анализ показывает, что как минимум одна из фазовых переменных демонстрирует неограниченный рост.

Исследование выполнено в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России (FEWS-2024-0007).

Список публикаций

- [1] Sedov L. I. *Two-Dimensional Problems in Hydro- and Aeromechanics*. Ed. 2-th. Gostechizdat. 1950. (in Russian).
 [2] Milne-Thomson L.M. *Theoretical hydrodynamics*, 4th ed., Macmillan & Co. LTD, 1962.

Движение эллиптического профиля в присутствии неподвижной точной особенности

Лагунов Данил Аркадьевич

Удмуртский государственный университет

Уральский математический центр

Артемова Елизавета Марковна

1deqos23@gmail.com

Рассматривается плоскопараллельное движение эллиптического профиля в идеальной несжимаемой жидкости в присутствии точечной особенности. Далее приняты следующие допущения:

1. Движение жидкости потенциально, на бесконечности жидкость покоится.
2. В жидкости присутствует неподвижный вихреисточник с интенсивностью q и циркуляцией Γ
3. Эллиптический профиль уравновешенный, его движение бесциркуляционное.

Для описания движения эллиптического профиля введены две системы координат (рис. 1а): неподвижная OXY и подвижная Sxy , связанная с эллиптическим профилем. Геометрический центр эллипса относительно неподвижной системы координат OXY находится в точке (X_c, Y_c) , ориентацию эллипса зададим углом φ между положительным направлением осей OX и Sx . Положение вихреисточника в неподвижной системе координат зададим как (X_q, Y_q) , а в подвижной -- (x_q, y_q) .

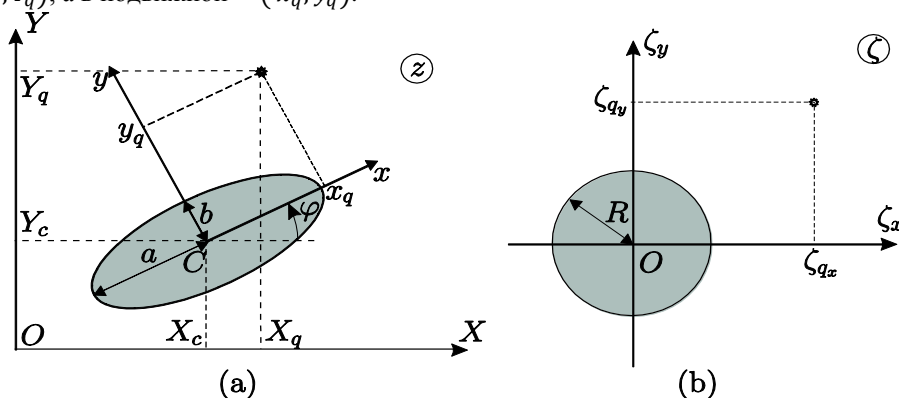


рис.1 Изображение рассматриваемой системы

Описывать движение жидкости будем с помощью комплексного потенциала. Его построение производилось с помощью метода конформных отображений. Для этого с подвижной системой координат Sxy свяжем комплексную плоскость $z = x + iy$ и введем ζ - плоскость, связанную с круговым профилем радиуса $R = \frac{a+b}{2}$ (см. рис. 1б).

Конформное отображение (преобразование Жуковского) имеет вид

$$z = \zeta + \frac{c^2}{\zeta}, \quad c^2 = \frac{a^2 - b^2}{4}, \quad (1)$$

переводит внешность круга в ζ -плоскости на внешность эллипса в z -плоскости, граница эллипса является образом окружности.

Комплексный потенциал описывающий движение жидкости в ζ - плоскости

$$w(\zeta) = -\frac{u_1(R^2 - c^2)}{\zeta} - \frac{iu_2(R^2 + c^2)}{\zeta} - \frac{i\omega c^2 R^2}{\zeta^2} + \frac{\bar{\gamma}}{2\pi} \ln(\zeta - \zeta_q) + \frac{\gamma}{2\pi} \ln\left(\frac{R^2}{\zeta} - \bar{\zeta}_q\right), \quad (2)$$

где $\zeta = \zeta_x + i\zeta_y$ -- комплексная координата точки жидкости, $\gamma = q + i\Gamma$ -- характеристика вихреисточника, $\zeta_q = \zeta_{qx} + i\zeta_{qy}$ -- комплексная координата вихреисточника в ζ -плоскости, u_1 и u_2 -- проекция скорости центра масс эллипса на оси Sx и Sy соответственно, ω -- угловая скорость эллипса.

Далее с помощью комплексного потенциала были построены уравнения движения уравновешенного эллиптического профиля в поле неподвижной точечной особенности. Уравнения движения профиля представлены в лагранжевой форме, указан первый интеграл, соответствующий закону сохранения кинетического момента. Выполнена редукция на фиксированный уровень кинетического интеграла момента, указан эффективный потенциал редуцированной системы. Найдены неподвижные точки редуцированной системы, соответствующие неустойчивым движениям профиля вокруг особенности по круговой траектории.

Исследование выполнено в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России (FEWS-2024-0007).

Вселенная с отскоком в рамках теории Хорндески

Самосогласованность классического описания

Петров Павел Константинович

Институт ядерных исследований Российской академии наук

Миронов Сергей Андреевич, к.ф.-м.н.

pavelkpetrov@mail.ru

Доклад основан на работе [1]. Будет рассмотрен вопрос о построении, в рамках теории Хорндески, космологической стадии сжатия, которая впоследствии может перейти через отскок к реалистичному космологическому расширению, как подробно обсуждается, например, в работе [2]. Этот этап способен

обеспечить экспериментально согласованный скалярный спектр мощности и достаточно малое γ - отношение. Почти плоский спектр получается за счет небольшой подстройки параметров модели, в то время как малое γ требует малой скалярной скорости звука. Последнее свойство находится в потенциальном противоречии с требованием слабой связи во время генерации скалярных возмущений: малые скалярные скорости звука увеличивают парциальные амплитуды и изменяют соотношение унитарности, которое нарушается при энергиях, опасно близких к энергетическому масштабу классической эволюции. Таким образом, очень малые значения γ - отношения невозможны в данном классе моделей.

В то время как мотивация проистекает из интереса к построению полных, свободных от сингулярностей космологий, начальная стадия Вселенной с отскоком конформно эквивалентна быстро расширяющейся Вселенной, и, действительно, красный спектр получается в модели, конформно эквивалентной G -инфляции [3]. Это наблюдение важности проблемы квантовой сильной связи может иметь отношение к моделям G -инфляции и, возможно, также k -инфляции.

Мы строим конкретную модель Вселенной с отскоком в теории Хорндески. В рамках этой модели мы показываем, что спектры космологических возмущений, совпадающие с экспериментальными, могут быть сгенерированы в раннюю эпоху сжатия. Малость γ -отношения определяется малостью скалярной скорости звука. Произвольно малые значения γ -отношения запрещены в нашей модели из-за возможности наличия режима сильной связи в прошлом. Тем не менее мы показываем, что возможно сгенерировать возмущения контролируемым образом, то есть в режиме, где фоновая эволюция описывается в рамках классической теории поля и слабосвязанной квантовой теории.

Список публикаций:

- [1] Y. Ageeva, P. Petrov and V. Rubakov, "Generating cosmological perturbations in non-singular Horndeski cosmologies," *JHEP* 01 (2023), 026.
 [2] Y. Ageeva, P. Petrov and V. Rubakov, "Nonsingular cosmological models with strong gravity in the past," *Phys. Rev. D.* 104 (2021) no.6, 063530.
 [3] T.-Kobayashi, M.-Yamaguchi and J.-Yokoyama, "G-inflation: Inflation driven by the Galileon field," *Phys. Rev. Lett.* 105 (2010), 231302

Формирование первичных черных дыр в E -моделях инфляции

Фроловский Даниил Валерьевич

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Кетов Сергей Владимирович, д.ф.-м.н.

daniylfrolovsky@yandex.kz

Парадигма космологической инфляции, предложенная Гуттом и Линде [1,2] является возможным ответом на внутренние проблемы стандартной космологии Эйнштейна-Фридмана. Инфляция как механизм усиления возмущений кривизны также является возможной причиной структурообразования в ранней Вселенной. Существование инфляции подтверждается измерениями космического микроволнового фонового излучения.

Измерения реликтового излучения открывают небольшое окно в физику высоких энергий в форме спектра мощности возмущений в ограниченных масштабах космического микроволнового фонового излучения и приводят к важным ограничениям на жизнеспособные инфляционные модели, но не позволяют реконструировать уникальную базовую инфляционную модель. Существуют неопределенности даже среди простейших однополевых квинтэссенционных моделей инфляции в форме канонического скалярного потенциала инфляции. Эти неопределенности можно использовать, чтобы получить больше возможностей для однополевых инфляционных моделей за счет расширения гибкости в их предсказаниях относительно инфляции. При этом можно описать образование первичных черных дыр в результате коллапса больших скалярных возмущений на более низких, чем реликтовые, масштабах. Стандартный механизм образования первичных черных дыр подразумевает добавление точки перегиба к скалярному потенциалу инфляции. Ограничения наблюдений на первичные черные дыры также подвержены неопределенностям даже в ограниченном контексте однополевых моделей инфляции с точкой, близкой к точке перегиба. Следовательно, имеет смысл исследовать степень гибкости в отношении тонкой настройки в хорошо мотивированных моделях инфляции и формирование первичных черных дыр в каждом конкретном случае.

В настоящей работе рассматриваются однополевые инфляционные модели α -аттрактора, введенные в работах [3,4]. Рассматривается потенциал поля инфлатона следующего вида:

$$V(\phi) = \frac{3}{4} M_{Pl}^2 M^2 (1 - y - \Theta y^{-2} + y^2 (\beta - \gamma))^2, \quad (1)$$

где

$$\beta = \frac{1}{1-\xi^2} \exp\left(\sqrt{\frac{2}{3\alpha}} \phi_i / M_{Pl}\right), \quad \gamma = \frac{1}{3(1-\xi^2)} \exp\left(2\sqrt{\frac{2}{3\alpha}} \phi_i / M_{Pl}\right). \quad (2)$$

Два вещественных параметра (ϕ_i, ξ) имеют вполне определенный смысл: при $\xi = 0$ потенциал имеет точку перегиба только при $\phi = \phi_i$; в случае, когда $0 < \xi \ll 1$ потенциал имеет также локальный минимум и локальный максимум в точке $y_{ext.}^{\pm}$. соответственно, а оба экстремума одинаково удалены от точки перегиба,

$$y_{ext.}^{\pm} = y_i(1 \pm \xi), \quad y_i = \exp\left(-\sqrt{\frac{2}{3\alpha}} \phi_i / M_{Pl}\right). \quad (3)$$

Знание положения k пика в спектре мощности скалярных возмущений, получаемом из численного решения уравнения Муханова-Сасаки [5,6], позволяет оценить массы $M(k)$ образующихся первичных черных дыр:

$$\frac{M(k)}{M_{Sun}} \cong 10^{-16} \left(\frac{k}{10^{14} \text{Mpc}^{-1}}\right)^{-2}, \quad (4)$$

где M_{Sun} – масса Солнца, $M_{Sun} = 1,998 \cdot 10^{33}$ г. Например, для значения положения пика $k_{peak} \approx 10^9 \text{Mpc}^{-1}$ получаем массу первичных черных дыр

$$M_{PBH} \approx 10^{-7} M_{Sun} \approx 1,74 \cdot 10^{26} \text{ г}. \quad (5)$$

Данное значение массы находится в интервале между массой Луны, $M_{Moon} = 7,34 \cdot 10^{25}$ г, и массой Земли, $M_{Earth} = 5,97 \cdot 10^{27}$ г. Массу M_{PBH} (4) следует понимать как максимальную массу первичных черных дыр, возможную в рассматриваемых классических E -моделях после предельно точной настройки параметров при условии сохранения согласия с результатами измерений космического микроволнового фонового излучения [7]. Полученные результаты приведены в таблице 1.

| ϕ_i / M_{Pl} | n_s | α | θ | r | ξ | M_{PBH} |
|-------------------|---------|----------|----------------------|---------|---------|-----------------------|
| 3,886 | 0,96498 | 0,74256 | $-2,6 \cdot 10^{-6}$ | 0,03196 | 0,01213 | $1,7 \cdot 10^{26}$ Г |
| 3,9 | 0,96494 | 0,74260 | $-2,5 \cdot 10^{-6}$ | 0,30898 | 0,01213 | $8 \cdot 10^{25}$ Г |
| 4,2 | 0,96496 | 0,74250 | $-8,2 \cdot 10^{-8}$ | 0,01569 | 0,01213 | $5 \cdot 10^{19}$ Г |

Таблица 1. Значения наклонов реликтового излучения n_s и r , значения параметров и масс первичных черных дыр в рассматриваемых однополевых инфляционных E -моделях с потенциалом (1)

Таким образом, полученные значения наклонов спектра и тензорно-скалярного отношения согласуются с измерениями космического микроволнового фона. Массы первичных черных дыр достаточны для того, чтобы они полностью не испарились и могли сформировать большую часть темной материи.

Список публикаций:

- [1] Guth A. H. // *Phys. Rev. D.* 1981. Vol. 23. P. 347–356.
- [2] Linde A. D. // *Phys. Lett. B.* 1982. Vol. 108. P. 389–393.
- [3] Frolovsky D., Ketov S. V., Saburov S. // *Front. Phys.* 2022. Vol. 10. P. 1005333.
- [4] Frolovsky D., Ketov S. V. // *Universe.* 2023. Vol. 6. P. 294.
- [5] Mukhanov V.F. // *JETP Lett.* 1985. Vol. 41. P. 493–496.
- [6] Sasaki M. // *Prog. Theor. Phys.* 1986. Vol. 76. P. 1036.
- [7] Planck Collaboration, Akrami Y. et al. // *Astron. Astrophys.* 2020. Vol. 641. P. A10.

Угол отклонения света черными дырами из теории струн с T-дуальностью в слабом гравитационном поле

Харипова Диана Ильдаровна

Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы

Каримов Рамис Хамитович

kharipova.dream9@gmail.com

Гравитационное линзирование является одним из наиболее значимых открытий в области физики. Под гравитационным линзированием принято понимать явление искривления света, под воздействием гравитации массивных и сверхмассивных компактных астрофизических объектов [1]. Для линзирования необходимо наличие трех компонентов: наблюдатель, линза и источник света. В зависимости от типа и расположения линзы наблюдатель может видеть искаженное изображение источника света, то есть изображение может быть ярче (тусклее), больше (меньше) по размерам и др. Линзирование может привести к наблюдению не одного изображения источника света, а двух или нескольких. Таким образом, гравитационное линзирование является хорошим инструментом для исследования типа линзы. В работе в качестве линзы рассматриваются два типа объекта: черная дыра из теории струн с T-дуальностью, описываемая массой M , зарядом Q и минимальной длиной или нулевой точкой пространства-времени ℓ_0 ; и черная дыра Бардина из общей теории относительности, описываемая только массой M и зарядом Q . Для этих объектов был рассчитан угол отклонения в слабом гравитационном поле методом Китона-Петерса и получена их разница, которая имеет вид:

$$\Delta\alpha = \alpha^{\text{T-duality}} - \alpha^{\text{Bardeen}} = \frac{3\pi Q^2}{8\ell_0 M} \left(\frac{M}{r}\right) + \frac{3\pi Q^2(45\pi^2 Q^2 + 960\pi\ell_0 M - 1024\ell_0^2)}{4096\ell_0^2 M^2} \left(\frac{M}{r}\right)^2 + \quad (1)$$

Из уравнения (1) видно, что заряд Q и минимальная длина T-дуальности ℓ_0 появляются в первом порядке угла отклонения. Параметр ℓ_0 обратно пропорционален углу отклонения, а Q прямо пропорционален. Это значит, что увеличение параметра ℓ_0 приводит к уменьшению угла отклонения. С ростом заряда Q угол отклонения увеличивается.

Список публикаций:

[1] *Hartle J.B. Gravity: An Introduction to Einstein's General Relativity / Ed. By Pearson Inc. San Francisco, 2013. 553 p.*

Численное исследование темпа деформации капли топлива в процессе её разрушения

Шебелева Анна Андреевна

Шебелев Александр Валерьевич

Сибирский федеральный университет

An_riv@mail.ru

В настоящее время существует проблема энергоэффективного использования ресурсов, в том числе в области технологий, использующих топливо. Для увеличения энергетической и экологической эффективности требуется большая поверхность химического реагирования в зоне теплообмена, что позволит интенсифицировать процесс прогрева и испарения капель жидких топлив, тем самым повысив полноту его выгорания. Для этого применяются форсуночные устройства, позволяющие впрыскивать топлива с малыми размерами капель в камеру сгорания. Использование распылительных устройств может вызвать унос капель из области теплообмена, вторичное же измельчение капель может решить данную проблему. Вторичный распад капель однородных жидкостей происходит при воздействии на нее аэродинамической силы превышающей силы поверхностного натяжения. Количественно, соотношение этих сил определяется величиной критерия деформации - числом Вебера, в данной работе $We = 1081$. Вторичное разрушение капель жидкостей встречается не только в камерах сгорания, но и при распылении топлив в топках котлов, в системах охлаждения, в двигателях внутреннего сгорания. Поэтому численное моделирование вторичного разрушения капель и исследование темпа поперечной деформации капли в процессе разрушения, является актуальной задачей.

В данной работе представлены результаты численного исследования разрушения вязкой капли топлива «естественного размера» под действием воздушного потока со скоростью $u_g = 78.3$ м/с. Численное моделирование было проведено с помощью пакета программ Ansys Fluent, в рамках которого для разрешения межфазной границы использовался VOF метод. Для описания турбулентных потоков применялась LES модель, использование технологии адаптированных к границе подвижных сеток позволило разрешать вторичные капли до 20 мкм. Предложенная методика позволяет правильно описать поведение подвижной границы и основных турбулентных масштабов, которые участвуют в разрушении капли. Подробное описание численной методики

расчета разрушения капель, а также ее верификация представлены в работе [1]. Задача решалась в следующей постановке: расчетная область представляет собой параллелепипед с размерами $0.3 \times 0.3 \times 0.5$ м. В качестве граничных условий на одной из граней задавалось условие входа с фиксированным значением скорости воздушного потока, на остальных гранях расчетной области ставились условия свободного выхода. В начальный момент времени в расчетную область помещалась сферическая капля топлива диаметром $d_0 = 0.0028$ м. В расчетах использовались следующие физические свойства: дизтопливо при температуре $t = -45$ °С: $\rho_l = 846$ кг/м³, $\mu_l = 0.428$ Па·с, воздух: $\rho_g = 1.7$ кг/м³, $\mu_g = 1.789 \cdot 10^{-5}$ Па·с. Коэффициент поверхностного натяжения принимался равным $\sigma = 0.027$ Н/м.

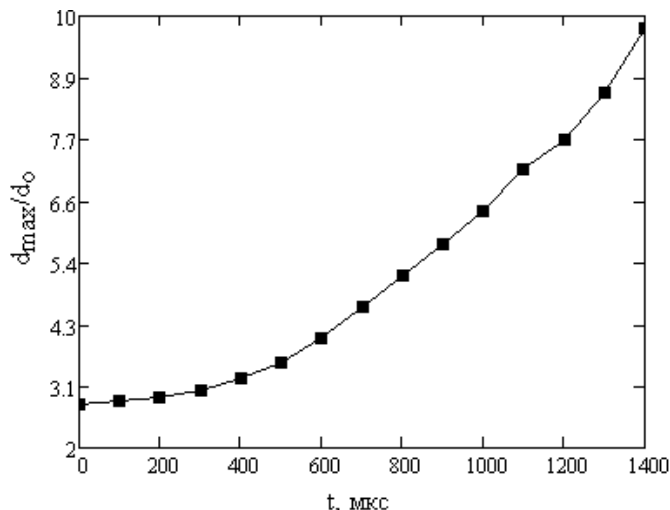


рис.1. Темп поперечной деформации капли дизтоплива

На рис.1 представлена зависимость безразмерного диаметра капли от времени, где d_{max} – это максимальный размер миделя капли в процессе разрушения. Время пребывания капли в потоке составляет 1400 мкс. Отношение максимального диаметра деформированной капли к начальному, к моменту начала массоуноса достигает величины $d_{max}/d_0 = 2.6$, время индукции разрушения капли составляет 1135 мкс. Данный режим разрушения характеризуется тем, что на начальном этапе развивается сценарий, похожий на парашютный режим, изначально сферическая капля превращается в жидкий диск ≈ 500 мкс, из которого выдувается тонкая пленка в направлении потока. В момент времени 1139 μ s наблюдается разрушение поверхности донной части капли, которое постепенно увеличивается в размере и капля дробится на мелкие фрагменты. Жидкое кольцо движется по потоку, постепенно истончаясь, и разрушается в последнюю очередь.

Исследование осуществлено при поддержке КГАУ «Красноярский краевой фонд поддержки научной и научно-технической деятельности» в рамках научного проекта «Исследование особенностей вторичного дробления капель органоводоугольного топлива с целью совершенствования технологий его сжигания в арктических условиях» № 20231113-06407.

Список публикаций:

[1] Poplavski S.V., Minakov A.V., Shebeleva A.A., Boyko V.M. // *International journal of multiphase flow*. 2020. Vol. 127. Art. 103273.

Исследование приливных сил в пространстве-времени фантомной кротовой норы

Лобо-Персей-Риази

Юсупова Розалия Мансуровна¹

Хидиров Умурзок Кобилджонович¹

Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы

yu.rose@mail.ru

Приливные силы являются эффектом гравитационного поля. Именно эти силы отвечают за приливы и отливы на Земле, образование колец вокруг небесных объектов, разрушение тел в пределах полости Роша. Источником гравитационного поля могут быть и массивные астрофизические объекты, такие как нейтронные звезды, черные дыры, кротовые норы и т.д.

В работе исследуются приливные силы методом Горовица и Росса [1] вблизи горловины кротовой норы Лобо-Персей-Риази (ЛПР) [2]:

$$ds^2 = - \left[1 + \frac{\lambda r_0}{r} \right]^{1-\frac{1}{\lambda}} dt^2 + \frac{dr^2}{1-\frac{r_0}{r} \left(\frac{\lambda r_0}{r} + 1 - \lambda \right)} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (1)$$

где r_0 – радиус горловины и λ – параметр, связанный с уравнением состояния, который ограничен в диапазоне $-1 < \lambda < 0$.

Кривизна пространства-времени характеризуется компонентами тензора Римана в ортонормированной системе. Из всех ненулевых компонентов тензора кривизны были взяты три – $R_{\hat{1}\hat{0}\hat{1}\hat{0}}$, $R_{\hat{2}\hat{0}\hat{2}\hat{0}}$, $R_{\hat{3}\hat{0}\hat{3}\hat{0}}$:

$$R_{\hat{1}\hat{0}\hat{1}\hat{0}} = - \left(1 - \frac{b}{r} \right) * \left(-\Phi'' + \frac{b'r-b}{2r(r-b)} \Phi' - (\Phi')^2 \right), \quad (2)$$

$$R_{\hat{2}\hat{0}\hat{2}\hat{0}} = R_{\hat{3}\hat{0}\hat{3}\hat{0}} = \frac{\gamma^2}{2r^2} \left[\left(\frac{v}{c} \right)^2 \left(b' - \frac{b}{r} \right) + 2(r-b)\Phi' \right], \quad (3)$$

где Φ – функция красного смещения, Φ' , Φ'' – первая и вторая производные функции красного смещения, соответственно, b – функция формы, b' – производная функции формы, γ – приливное ускорение, v – мгновенная скорость, c – скорость света.

Анализируя полученные выражения, можно сделать вывод о влиянии ненулевых приливных сил на пробную частицу.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-22-00391).

Список публикаций:

- [1] F.S.N. Lobo. *New asymptotically flat phantom wormhole solutions* / Francisco S. N. Lobo, Foad Parsaei, Nematollah Riazi // *Physical Review D*. – 2013. V. 87. – P.084030.
 [2] Horowitz G.T., Ross S.F. *Naked black holes* // *Phys. Rev. D*. 1997. V. 56. P. 2180–2187.