

Том 101, Номер 5

ISSN 0004-6299

Май 2024



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 101, номер 5, 2024

Конструирование энтропийно-силовой модели расширения Вселенной, обусловленного гравитационно-индуцированным производством темной материи	
<i>М.Я. Маров, А.В. Колесниченко</i>	390
Газодинамическая модель аккреции на нейтронную звезду с учетом вязкости и влияние крупномасштабных вихрей на передачу момента импульса	
<i>А.Г. Аксенов, В.М. Четкин</i>	408
Исследование мазеров H_2O и OH в области формирования молодого звездного объекта высокой массы (S255 NIRS 3)	
<i>Н.Т. Ашимбаева, Е.Е. Лехт, В.В. Краснов, В.Р. Шутенков</i>	425
V957 Сер – затменная система нулевого возраста	
<i>И.М. Волков, С.А. Нароенков, А.С. Кравцова</i>	436
Микроструктура импульсов пульсара B1133+16 на частоте 111 МГц	
<i>М.В. Попов</i>	455
Металличность и кинематика околосолнечного звездного населения Галактики	
<i>А.В. Тутуков, Н.В. Чупина, С.В. Верещагин</i>	469
Определение параметров гравитационного поля Земли по градиентометрическим измерениям в земной геоцентрической системе координат	
<i>А.А. Клюйков</i>	483

КОНСТРУИРОВАНИЕ ЭНТРОПИЙНО-СИЛОВОЙ МОДЕЛИ РАСШИРЕНИЯ ВСЕЛЕННОЙ, ОБУСЛОВЛЕННОГО ГРАВИТАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННЫМ ПРОИЗВОДСТВОМ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

© 2024 г. М. Я. Маров¹, А. В. Колесниченко^{2,*}

¹Институт геохимии и аналитической химии им. В. И. Вернадского, РАН, Москва, Россия

²Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, Москва, Россия

*E-mail: al-vl-kolesn@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.12.2023 г.

После доработки 13.02.2024 г.

Принята в печать 11.03.2024 г.

В рамках энтропийной космологии и гравитационной теории Пригожина о связи геометрии и материи, обеспечивающей производство частиц в космологической жидкости, а также в предположении обменной энтропии на событийном горизонте сконструирована одножидкостная модель эволюции пространственно плоской, однородной и изотропной Вселенной. Для ее построения выведено из первого закона термодинамики уравнение сохранения энергии с учетом гравитационно-индуцированного создания материи и обменных энергетических процессов на видимом горизонте Вселенной. На основе энергетического уравнения и фундаментального уравнения Фридмана, описывающего расширение Вселенной, сконструированы в контексте энтропийного формализма модифицированные уравнения Фридмана-Робертсона-Уокера, предназначенные для моделирования различных динамических аспектов эволюции Вселенной с учетом адиабатического создания материи. При их получении было использовано несколько форм обменных феноменологических неэкстенсивных энтропий, ассоциированных с областью видимого космологического горизонта. Полученная эволюционная модель, согласующаяся со стандартной Λ -моделью для холодной темной материи, предназначена для описания без введения новых полей ускоренного расширения поздней Вселенной, обеспечивая ее космологическую историю.

Ключевые слова: общая теория относительности Эйнштейна, энтропийная космология, неэкстенсивная обменная энтропия, гравитационно-индуцированное создание материи

DOI: 10.31857/S0004629924050019 EDN: JODZJQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на растущее количество наблюдательных свидетельств существования ускоренного расширения Вселенной, его природа и фундаментальное происхождение все еще остается нерешенным вопросом. Для объяснения этого явления в ранних моделях Λ CDM (*lambda cold dark matter*) вводился дополнительный энергетический компонент, называемый темной энергией (плотность которого в настоящее время связывают с космологической постоянной Λ). Вследствие инвариантности Лоренца последняя характеризуется отрицательным давлением, что объясняет современное состояние ускоренного расширения. С учетом дополнительного параметра Λ стандартная модель Λ CDM довольно хорошо согласуется с современными астрономическими данными, полученными от сверхновых типа Ia, акустических осцилляций барионов (BAO) и космического микроволнового фона (CMB).

Однако существуют и серьезные недостатки этого подхода, связанные с чрезвычайно малым значением параметра Λ . Попытки связать его с плотностью энергии вакуума приводят к расхождению на 120 порядков относительно его теоретического значения, оцененного квантовой теорией поля. Для разрешения указанной несогласованности были предложены многочисленные космологические модели $\Lambda(t)$ CDM, допускающие перевод космологической постоянной в поле $\Lambda(t)$, которое изменяется со временем подходящим образом. В рамках этих моделей были разработаны, в частности, различные сценарии эволюции Вселенной, основанные на ассоциированной с ее видимым горизонтом энтропии Бекенштейна-Хокинга S_{B-H} [1, 2] и на голографическом принципе, связанном с хранением голографической информации на поверхностном экране, расположенном на горизонте Вселенной [3]. Кроме этого, в работах [4, 5], опирающихся в большой степени

на физику черных дыр, была разработана новая концепция эволюции Вселенной — так называемая энтропийная космология. Авторами этой концепции было показано, что центральным понятием, необходимым для возникновения отрицательной гравитации, является рост энтропии на горизонте Вселенной (см., например, [6]). Таким образом, было продемонстрировано, что наряду с традиционным объяснением ускоренного расширения Вселенной, основанном на присутствии некоторой управляющей силы в уравнениях Фридмана-Робертсона-Уокера, обусловленной в конечном счете темной энергией (гипотетической средой с отрицательным давлением), возможна альтернативная интерпретация ее динамической эволюции, связанная с наличием отталкивающей энтропийной силы.

В дальнейшем, в ходе всестороннего исследования космологических последствий данной концепции, в целом ряде работ были изучены различные модифицированные космологические уравнения, моделирующие ускоренное расширение однородной и изотропной Вселенной. В частности, на базе термодинамического подхода Верлинде [5] в работах [7, 8] были окончательно установлены основы энтропийной космологии, допускающие наличие на горизонте Вселенной обычно пренебрегаемых в классической ОТО поверхностных членов, связанных с так называемыми энтропийными силами, которые обеспечивают ее ускоренное расширение. В целом ряде последующих публикаций (см., например, [8–15]), выполненных в рамках энтропийной космологии, рассмотрены разнообразные сценарии ускоренного расширения Вселенной в предположении, что космический горизонт, подобно горизонту событий черной дыры, имеет свою нестационарную температуру и энтропию.

Важно при этом подчеркнуть, что в указанных исследованиях наравне с температурой де Ситтера [16] использовались различные формы энтропийных мер (выбранных *ad hoc*), ассоциированных, по предположению, с областью видимого космологического горизонта. К ним, помимо энтропии Бекенштейна-Хокинга [1], относятся, в частности, энтропия с фрактальной размерностью Барроу [17, 18], неэкстенсивная энтропия Тсаллиса-Кирто [19], модифицированная энтропия Реньи [20], каппа-энтропия Каниадакиса [21, 22], модифицированная энтропия Шарма-Миттала [23, 24] и др.

Исходный выбор указанных неэкстенсивных энтропий определялся тем, что общая энтропия космологической гравитационной системы должна быть связана с ее объемом [19], а не с поверхностью, как это имеет место в случае энтропии Бекенштейна-

Хокинга. С помощью полученных методами энтропийной космологии различных обобщенных уравнений Фридмана-Робертсона-Уокера было показано, что основанные на них теоретические модели, описывающие текущую фазу ускоренного расширения Вселенной, хорошо согласуются с данными по сверхновым (см., например, [25]).

Большинство цитируемых выше феноменологических энтропийно-силовых моделей могут быть интерпретированы как частный случай $\Lambda(t)$ CDM-моделей (см., например, [11, 26]). Эта интерпретация подразумевает, в частности, что используемая модельная энтропия на горизонте является обменной (обратимой), связанной с «космологией энергетического обмена». Подобный энергетический обмен эквивалентен взаимодействию между темной материей и темной энергией или негравитационному взаимодействию между темной материей и энергией вакуума (см. [27–29]). Сразу отметим, что поскольку в энтропийной космологии темная энергия не рассматривается, то в настоящей работе (выполненной в рамках этой космологии) под взаимодействием будем подразумевать передачу энергии между темной массой Вселенной¹ и ее событийным горизонтом, на котором, по предположению, сосредоточена вся энергия вакуума [30].

Важно подчеркнуть, что существующая на сегодня фаза ускоренного расширения Вселенной, вероятно, была не единственной. Согласно стандартной космологической модели, вскоре после большого взрыва Вселенная должна была пережить очень короткий период ($\sim 10^{-30}$ с) быстрого ускоренного расширения, ответственный за наблюдаемую однородность и изотропию Вселенной на больших масштабах, ее пространственную плоскостность и пространственные флуктуации температуры космического фонового излучения (СМВ). В связи с

¹ В общем случае Вселенная считается заполненной материей и темной энергией — идеальными жидкостями с соответствующими давлениями и плотностями энергии. Поскольку гравитационные эффекты темной энергии и темной материи противоположны (т. е. имеет место гравитационное отталкивание против гравитационного притяжения) и поскольку обычная материя сгущается в минимумах гравитационного потенциала (которые связаны со сгущениями темной материи), а темная энергия распределена очень однородно, то можно ожидать, что любое динамическое взаимодействие между этими двумя темными компонентами Вселенной будет крайне слабым или даже пренебрежимо малым. По этой причине в данной работе мы ограничились рассмотрением только однокомпонентной космологической жидкости (связанной с темной материей) при стандартном предположении, означающем, что указанные компоненты не взаимодействуют.

этим возникла необходимость во введении еще одного нового энергетического компонента для описания этого явления.

В литературе описан подобный механизм космологического ускорения, который связан с гравитационным производством холодной космологической материи. Микроскопическое объяснение этого механизма было впервые дано Шредингером [31] и основательно разработано Паркером и другими на основе квантовой теории гравитационного поля в искривленных пространствах [32, 33]. Качественно этот гравитационно-индуцированный механизм квантового создания материи можно объяснить процессом квантования гравитационного поля, эволюционирующего в рамках геометрии Фридмана-Робертсона-Уокера (FRW), что приводит к созданию частиц, причем энергия для этих вновь созданных частиц материи поступает от меняющегося во времени гравитационного поля [34]. Другими словами, изменяющаяся во времени геометрия ведет себя как «насос», превращающий кривизну в частицы.

Наряду с этим в работе Пригожина и др. [35] было предложено феноменологическое описание механизма производства частиц в пространстве-времени под действием гравитационного поля, основанное на использовании неравновесной термодинамики для описания адиабатического создания материи и энтропии в открытой космологической системе. Позже в работе [36] авторы рассмотрели явно ковариантный подход к моделированию процесса создания материи и применили его к космологии. При этом процесс создания частиц описывается членом обратной реакции в уравнениях поля Эйнштейна, отрицательное давление которого обеспечивает самоподдерживающийся механизм космического ускорения. Этот подход в корне меняет обычные адиабатические законы сохранения энергии в классической ОТО, приводя тем самым к процессу необратимого возникновения материи, связанному с передачей энергии от гравитационного поля к созданной материи. В соответствии со вторым законом термодинамики необратимое производство холодной темной материи порождает в свою очередь крупномасштабную космологическую энтропию. В настоящей работе, выполненной в рамках энтропийной космологии, рассматривается феноменологическая энтропийно-силовая модель ускоренного расширения однородной, изотропной, пространственно плоской Вселенной с преобладанием космологической темной материи, предполагающая несколько форм энтропии (например, Бекенштейна, Тсаллиса-Кирто и др.) на горизонте Вселенной, когда энтропия ведет себя так, как если бы она была

связана с обменом энергии между основной ее массой и горизонтом (при учете необратимой энтропии, обусловленной созданием материи [30, 37]).

2. ВЫВОД УРАВНЕНИЯ НЕРАЗРЫВНОСТИ ИЗ ПЕРВОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ

2.1. Некоторые элементы энергетически обменной $\Lambda(t)$ -космологии

Далее мы ограничимся обсуждением различных модификаций классических уравнений Фридмана-Робертсона-Уокера для пространственно плоской, однородной и изотропной Вселенной, которая моделируется одной идеальной космологической жидкостью (относящейся к темной материи). Из уравнений гравитационного поля общей теории относительности Эйнштейна в метрике Фридмана-Робертсона-Уокера вытекают следующие модифицированные уравнения поля для масштабного фактора $a(t)$:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \equiv H(t)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho(t) + \Lambda(t)/3, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{a(t)}\ddot{a} &\equiv \left[\frac{dH(t)}{dt} + H(t)^2\right] = \\ &= -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho(t) + \frac{3p(t)}{c^2}\right) + \Lambda(t)/3, \end{aligned} \quad (2)$$

описывающие эволюцию плоской Вселенной. Здесь t — космологическая временная координата; $a(t)$ — масштабный фактор Робертсона-Уокера (коэффициент расширения Вселенной); G , c , $p(t)$, $\rho(t)$ — соответственно гравитационная постоянная, скорость света, скалярное давление и эффективная плотность космологической жидкости (в основном темной материи — холодного вещества с крайне малым давлением за пределами светящейся материи [38]); $H(t) = \dot{a}/a$ — хаббловская скорость расширения Вселенной или так называемый параметр Хаббла (который в современный период равен $H_0 = 2.2 \times 10^{-18} \text{с}^{-1}$). Уравнения (1) и (2) включают изменяющийся во времени дополнительный управляющий параметр $\Lambda(t)/3$. В эйнштейновской ОТО это так называемый космологический член, который эквивалентен ковариантно сохраняющейся плотности энергии вакуума [39]; при надлежащем определении параметра $\Lambda(t)$ может объяснить ускоренное расширение Вселенной [40]. В энергетически обменной космологии, которая обсуждается в данной работе, параметр $\Lambda(t)$ описывает передачу энергии между темной материей и энергией вакуума на границе (на видимом горизонте Вселенной).

Из уравнений (1) и (2) вытекает следующий закон сохранения энергии (или уравнение неразрывности):

$$\dot{\rho}(t) + 3H(t)[1 + w]\rho(t) = -\Lambda(t) / 8\pi G. \quad (3)$$

Для его получения нужно продифференцировать фундаментальное уравнение Фридмана (1), связанное с расширением Вселенной, и результат скомбинировать с уравнением ускорения (2), которому удовлетворяет скалярное давление космологической жидкости. При написании (3) использован параметр w уравнения состояния для эффективной плотности энергии, который задается соотношением $w(t) = p(t) / \rho(t)c^2$.

Правая часть уравнения неразрывности (3) обычно ненулевая, за исключением простого случая $\Lambda(t) = \Lambda$, т. е., когда уравнения ускорения (2) и неразрывности идентичны уравнениям стандартной Λ CDM-модели, используемой для описания эволюции поздней Вселенной. Подобная модель содержит дополнительный энергетический компонент, плотность которого в настоящее время связывают с космологической постоянной Λ^2 . Заметим, что измеренная величина параметра Λ более чем на два порядка меньше ее теоретического значения, оцененного квантовой теорией поля. Для решения указанной несогласованности в космологической литературе были предложены многочисленные модели $\Lambda(t)$ CDM, допускающие зависящий от времени космологический член. В частности, совокупность моделей $\Lambda(t)$ CDM, интерпретируемая как своего рода *энергетическая обменная космология*, предполагает передачу энергии между двумя жидкостями — темной материей и темной энергией [28, 29], либо между темной материей и энергией вакуума на границе (на видимом горизонте Вселенной) [7, 27, 29]. В данной работе обсуждается второй обменный вариант, когда $\Lambda(t) \equiv f_\Lambda(t)$ (см. ниже).

Уравнение (3) для стандартной Λ CDM-модели принимает вид:

$$\dot{\rho}(t) + 3\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\left[\rho(t) + \frac{p(t)}{c^2}\right] = 0. \quad (4)$$

² Космологическая постоянная обычно ассоциируется с плотностью энергии вакуума $\rho_\Lambda = \Lambda/8\pi G$, хотя ее измеренное значение $\rho_\Lambda \sim 10^{-47} \text{ GeV}^{-4}$ трудно согласовать со значениями, полученными в квантовой теории поля и в теории струн, которые на много порядков больше.

Если зависимость давления $p(t)$ от плотности $\rho(t)$ известна, то, решив уравнения (1) и (4), можно определить масштабный фактор $a(t)$ для всех моментов времени. Таким образом, можно считать, что фундаментальными уравнениями динамической космологии являются фундаментальное уравнение Фридмана (1), уравнение сохранения энергии (3) и уравнение состояния. Заметим, что найденное при этом решение $a = a(t)$ автоматически удовлетворяет уравнению ускорения (2), поскольку, дифференцируя (1) по времени и используя (4), получаем

$$\begin{aligned} 2\ddot{a} &= \frac{8\pi G}{3a}\dot{a}\left[-\rho a^2 + \frac{\partial}{\partial a}(\rho a^3)\right] = \\ &= -\frac{8\pi G}{3a}\dot{a}\left(\rho a^2 + 3\frac{p}{c^2}a^2\right), \end{aligned}$$

что эквивалентно уравнению (2).

Следует отметить, что в качестве альтернативы уравнению неразрывности (3) может быть выведено непосредственно из первого закона термодинамики, если рассматривать Вселенную как термодинамическую систему, ограниченную видимым горизонтом.

2.2. Термодинамический вывод уравнения неразрывности

Учитывая тепловые свойства ускоряющейся Вселенной, приведем сначала термодинамический вывод обобщенного уравнения неразрывности (3), модифицируя подход, развитый в монографии [41]. Рассмотрим некий локальный жидкий элемент космологической системы (например шар малого радиуса $\hat{r}_s$), обменивающейся энергией с окружающей средой в форме тепла и механической работы. Тогда из первого начала термодинамики следует, что количество энергии (тепловой поток) dQ_e , которым этот элемент обменивается с внешним окружением за время от t до $t + dt$, т. е. проходит через его поверхность, определяется следующим соотношением

$$dQ_e(t) = dE(t) + p dV(t). \quad (5)$$

Здесь dE и dV — изменения внутренней энергии и объема рассматриваемой сферы, занимаемой веществом, соответственно. Соотношение (5) может быть переписано в виде

$$dQ_e(t) = \left(\frac{\partial E(t)}{\partial t} + p \frac{\partial V(t)}{\partial t}\right) dt = (\dot{E} + p\dot{V}) dt. \quad (6)$$

Пусть теперь элементарная сфера произвольного начального радиуса $\hat{r}_s$ расширяется вместе с универсальным расширением Вселенной, так что ее радиус $r(t)$ в момент времени t определяется выражением $r(t) = a(t)\hat{r}_s$. Тогда

$$V(t) = (4\pi/3)\hat{r}_s^3 a(t)^3. \quad (7)$$

Используя выражение (7), скорость изменения объема сферы можно записать как

$$\dot{V} = \frac{4\pi}{3}\hat{r}_s^3 (3a^2\dot{a}) = V \left(3\frac{\dot{a}}{a} \right) = 3V(t)H(t). \quad (8)$$

Полная внутренняя энергия сферы определяется соотношением $E(t) = \varepsilon(t)V(t)$, где $\varepsilon(t) = \rho(t)c^2$ — плотность внутренней энергии. Отсюда для скорости изменения величины $E(t)$ имеем

$$\dot{E} = \dot{\varepsilon}V + \varepsilon\dot{V} = (\dot{\varepsilon} + 3H\varepsilon)V. \quad (9)$$

Подставляя выражения (8) и (9) в $\dot{E} + p\dot{V}$, получим

$$\begin{aligned} \dot{E} + p\dot{V} &= (\dot{\varepsilon} + 3H\varepsilon)V + 3pVH = \\ &= [\dot{\varepsilon} + 3H(\varepsilon + p)]V = \\ &= \left[\dot{\rho} + 3H\left(\rho + \frac{p}{c^2}\right) \right] c^2 V. \end{aligned} \quad (10)$$

Классическая формулировка второго закона термодинамики состоит в том, что для всех обратимых изменений в закрытой системе с однородной температурой T энтропия системы S определяется соотношением $d_e S = dQ_e / T$. Подставляя теперь соотношения (8) и (10) в уравнение (6), получим второй закон термодинамики для расширяющегося (или сжимающегося) элементарного объема V в бездиссипативной космологической жидкости, записанный в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dQ_e}{dt} &= T \frac{d_e S}{dt} = (\dot{E} + p\dot{V}) = \\ &= \left[\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a} \left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) \right] c^2 V = \\ &= [\dot{\varepsilon} + 3H(\varepsilon + p)] \left(\frac{4\pi}{3} r^3 \right). \end{aligned} \quad (11)$$

Если тепловой поток dQ_e через границу элементарного объема космологической жидкости остается постоянным на протяжении всего пути его движения, то $d_e S = 0$. Подобные обратимые и адиабатические процессы являются изэнтропическими. Для них уравнение (11) сводится к класси-

ческому уравнению неразрывности (3) в ОТО для адиабатического расширения плоской Вселенной. Таким образом, классические уравнения гравитационного поля общей теории относительности являются чисто адиабатическими и обратимыми и, следовательно, «неспособны обеспечить энтропийный всплеск, сопровождающий производство материи во Вселенной» [35].

2.3. Неадиабатические процессы в космологической жидкости

В общем случае необратимых изменений в закрытой системе ее энтропия удовлетворяет неравенству $dS > dQ_e / T$. Следуя Клаузиусу, обычно вводят новую всегда положительную величину $dQ_i = TdS - dQ_e$ (так называемую некомпенсированную теплоту), которая возникает вследствие протекания необратимых процессов внутри самой системы. Таким образом, энтропия системы может изменяться вследствие двух и только двух причин: либо в результате возникновения энтропии в самой системе, либо в результате переноса энтропии из внешней среды (или во внешнюю среду) через границу системы. Обозначая эти составляющие измененной энтропии через $d_e S := dQ_e / T$ и $d_i S := dQ_i / T$, получим следующее выражение для полного изменения энтропии системы $dS = d_e S + d_i S$.

Процитируем теперь И. Пригожина [35]: «Очень немногие физические теории находятся в такой парадоксальной ситуации, как космология сегодня. С одной стороны, наша Вселенная характеризуется значительным содержанием энтропии, в основном в форме излучения черных тел. С другой стороны, уравнения ОТО Эйнштейна являются чисто адиабатическими и обратимыми, и, следовательно, сами по себе вряд ли могут дать объяснение происхождения космологической энтропии».

С целью преодоления этой проблемы авторами работы [35] была предложена новая интерпретация тензора энергии-импульса в уравнениях ОТО Эйнштейна, позволяющая учесть как материю, так и создание энтропии на макроскопическом уровне. В этом исследовании обсуждается непрерывный процесс генерации частиц (и, следовательно, энтропии) в «адиабатическом пределе», когда градиенты всех структурных параметров космологической жидкости пренебрежимо малы и можно пренебречь возможными диссипативными явлениями, но при этом удельная энтропия на частицу остается постоянной в течение всего процесса [36, 42]. Подобное рассмотрение существенно изменяет клас-

сический адиабатический закон сохранения энергии (3), приводя к появлению в нем дополнительного члена, связанного с передачей энергии от гравитационного поля к созданной материи³. Процесс производства материи порождает крупномасштабную космологическую энтропию в полном соответствии со вторым началом термодинамики и поэтому является термодинамически возможным. Таким образом, модифицированная теория гравитации Пригожина со связью «геометрия-материя» может рассматриваться как обеспечивающая производство частиц в космологической жидкости, заполняющей Вселенную.

3. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ОБОБЩЕННЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ МОДЕЛЕЙ СО СВЯЗЬЮ ГЕОМЕТРИЯ-МАТЕРИЯ

Далее мы будем следовать обобщенному подходу Пригожина при рассмотрении термодинамики закрытых систем⁴ в контексте космологии, который включает в себя разработку феноменологической модели адиабатического производства материи и обеспечивает более расширенное понимание энтропийной космологии [43–45]. В отличие от традиционного описания космологической жидкости с помощью двух переменных — плотности энергии $\rho(t)$ и скалярного давления $p(t)$, в этом подходе модель дополняется новой переменной — плотностью $n(t)$ числа материальных частиц (строго говоря барионов), движущихся вместе с жидкостью.

3.1. Термодинамическая модель гравитационного создания материи

Для того чтобы сделать последующее изложение более понятным, мы приведем здесь феноменологический вывод модифицированного (обусловленного адиабатическим созданием материи) уравнения неразрывности, соответствующего оригинальной работе [35]. В адиабатическом пределе, когда все диссипативные процессы отсутствуют⁵, для локального объема V идеальной однородной кос-

мологической жидкости, содержащего N частиц, второй закон термодинамики утверждает, что давление p , плотность энергии ε и объем, приходящийся на одну частицу, $1/n = V/N$, можно выразить как функцию температуры T и энтропии $\sigma = S/N$, приходящейся на одну частицу, так что имеет место следующее соотношение Гиббса [1, 46, 47]:

$$T \frac{d\sigma}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\varepsilon}{n} \right) + p \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{n} \right) = \frac{1}{n} \left[\frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{\varepsilon + p}{n} \frac{dn}{dt} \right],$$

или

$$\begin{aligned} T \frac{dS}{dt} &= V \frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{\varepsilon + p}{n} V \frac{dn}{dt} = \\ &= \frac{d(\varepsilon V)}{dt} + p \frac{dV}{dt} - \frac{\varepsilon + p}{n} \frac{d(nV)}{dt}. \end{aligned}$$

Это выражение можно также записать в классической форме соотношения Гиббса

$$T \frac{d_e S}{dt} + \frac{h}{n} \frac{d(nV)}{dt} \equiv \frac{d_e Q}{dt} + \frac{d_i Q}{dt} = \frac{dE}{dt} + p \frac{dV}{dt}, \quad (12)$$

где $d_e Q$ — тепло, полученное этой системой из окружения за время dt ; $h = \varepsilon + p$ — энтальпия на единицу объема. Второй член $\left[\frac{h}{n} \frac{d(nV)}{dt} \right]$ в левой части уравнения (12) связан с некомпенсированной теплотой $d_i Q$, обусловленной созданием материи. Таким образом, некомпенсированная теплота, вырабатываемая самой космологической системой, полностью обусловлена ростом числа частиц. С космологической точки зрения, это изменение связано с передачей энергии от гравитации к материи, причем гравитационно-индуцированное создание частиц выступает в качестве источника космологической энтропии [35].

В случае отсутствия обменных энергетических процессов на границе шаровой области, определяемых условием $\dot{Q}_e = T \dot{S}_e = 0$ (здесь S_e — обменная энтропия на границе области), дифференциальное уравнение (12) с учетом формулы (8) может быть записано в виде⁶

$$\dot{\varepsilon} + 3H(\varepsilon + p) - (\varepsilon + p) \frac{\dot{n} + 3Hn}{n} = \frac{1}{V} \dot{Q}_e \simeq 0. \quad (13)$$

³ Важно отметить, что оригинальная теория гравитации Пригожина [35] развита на основе ОТО в рамках ковариантной формулировки обобщенных уравнений гравитационного поля, включающей величину производства материи в тензор энергии-импульса.

⁴ Напомним, что закрытыми системами в классической термодинамике называются системы, которые могут обмениваться с окружающей средой энергией, но не веществом [48].

⁵ Общий случай диссипативной (теплопроводной, вязкой, создающей частицы) космологической жидкости рассмотрен с единой ковариантной точки зрения в работах [46, 49].

⁶ Как правило, тепловой поток на границе Вселенной $dQ_h = T dS_h$ пренебрежимо мал при рассмотрении адиабатического создания материи [35, 42, 43]. Подобное пренебрежение может быть связано, в частности, с малым свободным параметром γ , фигурирующим в формуле (см. (33)) для температуры [50]. Однако в данном подразделе мы для общности рассмотрения оставляем величину $\dot{Q}_e$ в уравнении (13).

С термодинамической точки зрения это уравнение, являющееся обобщенным уравнением сохранения энергии в теории гравитации Пригожина (ср. с (4) или с (11)), может быть интерпретировано как уравнение, описывающее адиабатическое образование материи в изотропной и гетерогенной космологической жидкости с изменяющейся во времени плотностью пылевых частиц, скорость $\Gamma(t)$ создания которых определяется соотношением

$$\Gamma(t) := \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = \frac{\dot{n} + 3Hn}{n}.$$

Отсюда уравнение эволюции для числовой плотности частиц n имеет следующий вид:

$$\dot{n} = -3\frac{\dot{a}}{a}n + n\Gamma(t). \quad (14)$$

Уравнение сохранения энергии (13) в термодинамической теории гравитации Пригожина может быть записано теперь следующим образом:

$$\dot{\varepsilon} + 3H(\varepsilon + p) - (\varepsilon + p)\Gamma = \frac{3}{4\pi r^3} \dot{Q}_e \simeq 0. \quad (15)$$

Следовательно, уравнение (13), описывающее адиабатический процесс гравитационного создания частиц в космологической системе, может быть записано как эффективное уравнение сохранения энергии (уравнение неразрывности)

$$\dot{\varepsilon} + 3H(\varepsilon + p + p_c) = \frac{3}{4\pi r^3} \dot{Q}_e \simeq 0, \quad (16)$$

в котором величина p_c , называемая давлением при адиабатическом создании материи, определяется выражением

$$\begin{aligned} p_c(t) &= -\frac{\varepsilon + p}{n} \frac{d(nV)}{dV} = \\ &= -(\varepsilon + p) \frac{\dot{n} + 3nH}{3nH} = -\frac{(\rho c^2 + p)\Gamma}{3H}. \end{aligned} \quad (17)$$

По аналогии с классическим уравнением неразрывности (3) уравнение (16) может быть записано так же, как

$$\begin{aligned} \dot{\rho} + 3H\left(\rho + \frac{p + p_c}{c^2}\right) &= -\frac{1}{8\pi G} \dot{f}_\Lambda(t) \simeq 0, \\ \left(\text{где } \dot{f}_\Lambda(t) &\equiv -6 \frac{G}{c^2 r_{\text{hor}}^3} T \dot{S}_{\text{hor}} \right). \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь величину $[-\dot{f}_\Lambda(t)]$ на горизонте (hor) Вселенной можно интерпретировать как некое подобие временной производной $\dot{\Lambda}(t)$ космологического члена, связанного с обменной энтропией S_{hor} на границе [28].

Если $\Gamma = 0$, то уравнение (16) сводится к уравнению неразрывности (3) в ОТО для адиабатического расширения Вселенной. В случае, когда $\Gamma \neq 0$, уравнение (16) определяет, как скорость создания материи Γ изменяет эволюцию масштабного фактора и плотность энергии материи в сравнении с классическим случаем (не учитывающим гравитационно-индуцированное создание материи).

Из определения (17) следует, что давление p_c отрицательно или равно нулю в зависимости от наличия или отсутствия процесса производства частиц. Очевидно, что когда $\Gamma \geq 0$, то справедливо неравенство $p_c \leq 0$. Существенное производство частиц — это то явление, которое имеет место в ранней Вселенной. При этом не совсем ясно, действует ли подобный механизм в современную эпоху. Отвечая на этот вопрос, авторы работ [43, 51] показали, что отрицательное давление, сопровождающее гравитационно-индуцированное создание частиц холодной темной материи (CDM), может привести и к нынешней стадии ускоряющейся Вселенной, в которой полностью доминирует CDM, без привлечения концепции темной энергии или космологической постоянной.

3.2. Модифицированные уравнения Фридмана-Робертсона-Уокера

По аналогии с процедурой вывода классических уравнений Фридмана-Робертсона-Уокера из уравнений Фридмана (1) и неразрывности (4), изложенной в разд. 2.1, легко получить, при использовании (1) и (18), обобщенную систему уравнений эволюции плоской Вселенной с адиабатическим производством материи

$$H(t)^2 = \left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho(t) + \frac{1}{3} f_\Lambda(t), \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\ddot{a}(t)}{a(t)} &\equiv \dot{H}(t) + H(t)^2 = \\ &= -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho(t) + 3 \frac{p(t) + p_c(t)}{c^2} \right) + \frac{1}{3} f_\Lambda(t), \end{aligned} \quad (20)$$

$$\frac{\dot{n}(t)}{n(t)} + 3H(t) = \Gamma(t). \quad (21)$$

Уравнение баланса (21) для плотности числа созданных частиц, дополняющее уравнения (19) и (20) для масштабного фактора $a(t)$, приводит к новой интерпретации уравнений поля Эйнштейна [35, 36, 42].

Далее (до конца этого подраздела) мы ограничим наш анализ адиабатическими преобразованиями, определяемыми условием $\dot{Q}_e = 0$, то есть мы будем игнорировать процессы собственной теплопередачи в космологической системе. Тогда с учетом обычного уравнения состояния $p/c^2 = w\rho$, из (17), (19) и (20) можно получить следующее уравнение ускорения:

$$\ddot{a}a + \left(\frac{1+3w}{2} - \frac{(1+w)\Gamma}{2H} \right) \dot{a}^2 = 0, \quad (22)$$

которое описывает эволюцию масштабного фактора $a(t)$ в гравитационно-индуцированной космологии с необратимым производством частиц. В случае, когда $\Gamma = 0$, это уравнение сводится к дифференциальному уравнению (2), управляющему ускорением идеальной космологической жидкости.

В данной работе, как было сказано выше, мы рассматриваем Вселенную с преобладанием темной материи ($w \simeq 0$), когда основной вклад в плотность энергии вносит пылеподобное вещество ($\rho \simeq \rho_{\text{dm}}$) с пренебрежимо малым давлением ($p_{\text{dm}} \simeq 0$); в этом случае уравнение ускорения (22) сводится к виду

$$\ddot{a}a + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\Gamma}{H} \right) \dot{a}^2 \simeq 0, \quad (23)$$

и, с учетом преобразования $\ddot{a}a = \left(\dot{H} + H^2 \right) a^2$, может быть записано как

$$\dot{H} + (3/2)(1 - \Gamma/3H) H^2 = 0. \quad (24)$$

С другой стороны, из (21) вытекает уравнение

$$\dot{n}/3Hn + (1 - \Gamma/3H) = 0, \quad (25)$$

из которого видно, что процесс создания материи эффективно может описываться безразмерным параметром $\Delta(t) = \Gamma/3H$, являющимся общим случаем функции времени. Когда параметр $\Delta \ll 1$, то процесс создания материи пренебрежимо мал. Это приводит к следующему решению уравнений (24) и (25): $H = 2/3t$ и $n \sim a^{-3}$, что соответствует модели Эйнштейна-де Ситтера (космологическая модель плоской Вселенной, состоящая только из материи). Противоположный случай ($\Delta \gg 1$) описывает экстремальную теоретическую ситуацию, при которой

адиабатическое создание материи является настолько мощным процессом, что изменение плотности материи вследствие расширения полностью компенсируется ее созданием. Вероятно, такое поведение может иметь место только в очень ранней Вселенной, как это происходит, например, во время повторного нагревания в процессе инфляции (чрезвычайно быстрого экспоненциального расширения). Промежуточной ситуации создания материи соответствует параметр $\Delta \leq 1$. В частности, когда $\Gamma = 3H$ то изменение количества материи во времени вследствие расширения Вселенной точно компенсируется ее созданием, т. е. числовая плотность материи остается постоянной.

В серии работ (см. [43, 52, 53]) были исследованы некоторые свойства космологических моделей адиабатического создания материи с учетом следующей феноменологической формулы $\Gamma = 3\beta H$, в которой β — постоянный параметр, лежащий в интервале $[0, 1]$ ($\Delta = \beta$). В результате было обнаружено, что для подобных моделей Вселенная всегда ускоряется при $\beta > 1/3$ и замедляется при $\beta < 1/3$; т. е. в этом случае не существует перехода красного смещения от замедляющегося к ускоряющемуся режиму, на что указывают данные по сверхновым SN Ia [54, 55]. Чтобы описать плавный переход от замедляющегося к ускоряющемуся режиму эволюции Вселенной на низких красных смещениях, авторами цитируемых работ была предложена новая эвристическая формула для скорости $\Gamma = 3\beta H + 3\gamma H_0$ (где $0 \leq [\gamma, \beta] \leq 1$), включающая дополнительный постоянный член порядка параметра Хаббла. С учетом этой формулы было показано, что вместо доминирования вакуума на красных смещениях нынешняя ускоряющаяся стадия эволюции Вселенной в космологии Эйнштейна-де Ситтера CDM является следствием создания гравитационных частиц.

В заключение этого подраздела заметим, что в космологии часто используется в качестве уравнения состояния так называемый «гамма-закон» $p = (\gamma^* - 1)\rho$, где постоянная γ^* , лежащая в интервале $[0, 2]$, определяет, является ли Вселенная вакуумом ($\gamma^* = 0$), холодным нерелятивистским газом ($\gamma^* = 5/3$), горячим релятивистским газом (излучением) ($\gamma^* = 4/3$) или пылью ($\gamma^* = 1$). С учетом этого уравнения состояния, при использовании формул (18)–(21) можно получить уравнение $\gamma^*(\dot{n}/n) = \dot{\rho}/\rho$, решение которого имеет вид:

$$n = n_0 (\rho/\rho_0)^{1/\gamma^*}, \quad (26)$$

где n_0 и ρ_0 — значения параметров n и ρ в данный момент времени. При этом следует отметить, что важное соотношение (26) имеет место независимо от конкретной формы, принятой для скорости $\Gamma(t)$ создания материи.

3.3. Термодинамическая модель гравитационного создания необратимой энтропии во Вселенной

Для определения вклада в производство космологической энтропии от процесса создания материи используем классическое соотношение Гиббса в неравновесной термодинамике [48]

$$TdS = Td_e S + Td_i S = d(\epsilon V) + p dV - \mu d(nV), \quad (27)$$

где μ — химический потенциал, задаваемый формулой $\mu n = h - Ts$; здесь $s = S / V$ — плотность энтропии. Из уравнения (27) и уравнения (12), записанного в виде

$$d(\epsilon V) + p dV = Td_e S + \frac{h}{n} d(nV), \quad (28)$$

следует неравенство для необратимой энтропии, связанной с созданием материи

$$\begin{aligned} 0 &\leq Td_i S = \frac{h}{n} d(nV) - \mu d(nV) = \\ &= \frac{h}{n} d(nV) - \frac{h - Ts}{n} d(nV) = \\ &= \frac{Ts}{n} d(nV) = \frac{Ts}{n} \Gamma V = T\sigma d(nV), \end{aligned} \quad (29)$$

где $s = \sigma n$; $\sigma = S / N$ — удельная энтальпия (на одну частицу). Таким образом, в соответствии со вторым законом термодинамики, единственными вариациями полного числа частиц N в объеме V допускаются такие изменения, при которых

$$dN = d(nV) \geq 0. \quad (30)$$

Согласно Пригожину, неравенство (30) для нынешних космологических систем подразумевает, что пространство-время может производить материю, в то время как обратный процесс термодинамически запрещен. Другими словами, отношения между пространством-временем и материей перестают быть симметричными, поскольку производство частиц, происходящее за счет гравитационной энергии, оказывается необратимым процессом [35]. Следовательно, по Пригожину, происходит только создание материи, а обратный процесс (разрушение материи) невозможен.

Следует, однако, заметить, что в работе [36] авторы заново проанализировали аспекты процесса создания частиц в рамках явно ковариантной формулировки обобщенных уравнений гравитационного поля и показали, что если удельная энтропия σ в формуле (29) не является постоянной, то утверждение Пригожина теряет свою силу.

4. ОБМЕННАЯ ЭНЕРГИЯ И ЭНТРОПИЙНЫЕ МЕРЫ НА ВИДИМОМ ГОРИЗОНТЕ ВСЕЛЕННОЙ

До сих пор мы пренебрегали обменной (обратимой) энтропией, обусловленной обменом энергией между основной массой (Вселенной) и границей (видимым горизонтом Вселенной), на которой, по предположению, голографически хранится информация основной массы [7]. По принятому в данной работе допущению обменная энтропия на горизонте ведет себя точно так же, как это имеет место в «энергообменной космологии» расширяющейся Вселенной Фридмана, которая описывает взаимодействие между темной материей и динамической энергией вакуума [27, 29] или обмен энергией между двумя космологическими жидкостями, связанными с темной материей и темной энергией [28, 56].

Как было отмечено во Введении в данной работе, мы, оставаясь в рамках энтропийной космологии [7, 8], ограничимся рассмотрением однокомпонентной космологической жидкости, связанной с темной материей, исключая при этом компонент, соответствующий темной энергии. Кроме этого, используем далее несколько форм феноменологических энтропий (выбранных ad hoc), ассоциированных по предположению с областью видимого космологического горизонта. К ним в общем случае могут относиться: энтропия Бекенштейна-Хокинга [1], энтропия с фрактальной размерностью Барроу [17, 18], неэкстенсивная энтропия Тсаллиса-Кирто [19], модифицированная энтропия Реньи [20], каппа энтропия Каниадакиса [57, 58], двухпараметрическая модифицированная энтропия Шарма-Миттала [23, 59, 60] и др.

Важно при этом отметить, что возможность обмена энергией с границей Вселенной до последнего времени не была полностью прояснена в энтропийной космологии. В недавней работе [30] была принята попытка исследования последствий подобного обмена в терминах согласованности двух уравнений неразрывности, выведенных двумя различными способами: на основе классических уравнений Фридмана и ускорения, с одной стороны, и исходя

из первого закона термодинамики — с другой. В результате было показано, что два уравнения неразрывности согласуются друг с другом (целиком только для энтропии Бекенштейна-Хокинга), что означает, что обмен энергией между основной массой (Вселенной) и границей (горизонтом Вселенной) вполне отвечает голографическому принципу [5, 7, 8].

С учетом этого вывода рассмотрим далее термодинамический подход к моделированию космологических систем с обратимой на горизонте и необратимой в результате создания материи энтропией, который наилучшим образом подходит для моделирования эволюции Вселенной в рамках энтропийной космологии, добавляя при этом ее расширенное истолкование.

4.1. Обобщенный второй закон космологической термодинамики при учете обменной энтропии на событийном горизонте

Если не игнорировать обменные процессы переноса энергии (вакуума) и энтропии через видимую границу Вселенной, то есть считать, что $dQ_e \neq 0$, то первый закон термодинамики (13), записанный с учетом необратимой энтропии, обусловленной созданием материи, и в случае обратимой (обменной энтропии) на космическом горизонте (когда $r = r_H = c / H$), принимает следующий общий вид [10, 51]

$$\dot{\epsilon} + 3H(\epsilon + p + p_c) = \left(\frac{3}{4\pi r^3} T \frac{d_e S}{dt} \right)_{r=r_H}. \quad (31)$$

В данной работе при моделировании расширения Вселенной будем предполагать, что с космическим горизонтом ассоциированы как обменная энтропия $S_h(t)$ ⁷, так и не совсем определенная температура $T_h(t) = \gamma T_{\text{sit}}(t)$, которая пропорциональна температуре де Ситтера [16]

$$T_{\text{sit}}(t) = \hbar H / 2\pi k. \quad (32)$$

Здесь k и $\hbar = h / 2\pi$ — соответственно постоянная Больцмана и приведенная постоянная Дирака; γ — свободный неотрицательный параметр порядка $O(1)$ для температуры голографического экрана [37, 61]. Согласно [8, 12, 13] величина $\gamma \sim 1/2$ или $3/2\pi$, однако в работе [50] было показано, что параметр γ может быть малым ($\gamma \sim 10^{-3}$), поскольку он ведет себя как разновидность коэф-

фициента β -функции в квантовой теории поля. Вместе с тем малость свободного параметра γ все еще не объяснена в контексте голографического подхода.

Температура видимого горизонта Вселенной может быть записана как

$$T_h = \gamma \frac{\hbar H}{2\pi k} = \gamma \frac{c^5}{2G} \frac{H}{K}. \quad (33)$$

Здесь введена широко применяемая в космологии положительная численная константа

$$K = \frac{\pi k_B c^5}{\hbar G} = \frac{\pi k_B c^2}{L_{\text{pl}}^2} = \frac{\pi k_B c^2}{A_{\text{pl}}} > 0, \quad (34)$$

где $L_{\text{pl}} = \sqrt{\hbar G / c^3}$ — длина Планка.

Для радиуса r_H в уравнении (31) будем использовать радиус Хаббла

$$r_H(t) = c / H(t), \quad (35)$$

поскольку видимый горизонт в пространственно плоской Вселенной совпадает с радиусом Хаббла. С учетом формул (33)–(35) перепишем уравнение неразрывности (31) в виде:

$$\dot{\rho} + 3H \left(\rho + \frac{p + p_c}{c^2} \right) = \frac{3H^3}{4\pi c^5} T_h \dot{S}_h = \gamma \frac{3}{8\pi G} \frac{H^4}{K} \dot{S}_h. \quad (36)$$

Конкретизируем теперь это уравнения, для чего рассмотрим несколько модельных энтропий, ассоциированных (по предположению) с космологическим горизонтом Вселенной и традиционно используемых в энтропийной космологии.

4.2. Стандартная обменная энтропия Бекенштейна-Хокинга на событийном горизонте

По аналогии с термодинамическими характеристиками хаббловского горизонта черной дыры, в энтропийной космологии предполагается, что ее горизонт имеет ассоциированную энтропию Бекенштейна-Хокинга (S_{B-H}), которая задается следующим соотношением [1, 7]:

$$S_{B-H} = k \left(\frac{A_H}{A_{\text{pl}}} \right) = k \frac{c^3}{\hbar G} \frac{A_H}{4}, \quad (37)$$

где $A_H = \pi r_H^2 = \pi c^2 H^{-2}$ — величина площади поверхности области хаббловского радиуса r_H ; $A_{\text{pl}} = \hbar G / c^3 \approx 2.612 \times 10^{-70} \text{ м}^2$ — площадь Планка.

⁷ В энтропийной космологии, основанной на голографическом принципе, предполагается несколько форм энтропии на горизонте Вселенной [8, 12, 13, 26].

При подстановке величины A_H в соотношение (37) получим

$$S_{B-H} = k \left(\frac{c^3}{\hbar G} \right) \pi r_H^2 = \left(\frac{k \pi c^5}{\hbar G} \right) \frac{1}{H^2} \equiv \frac{K}{H^2} \sim k (2.6 \pm 0.3) \times 10^{122}. \quad (38)$$

Производная по времени от энтропии S_{B-H} определяется формулой

$$\dot{S}_{B-H} = 2 \left(\frac{\pi k c^3}{\hbar G} \right) r_H \dot{r}_H = 2 \left(\frac{K}{c^2} \right) r_H \dot{r}_H = -\frac{2K}{H^3} \dot{H}. \quad (39)$$

Подставляя в уравнение неразрывности (36) $\dot{S}_h = \dot{S}_{B-H}$, в результате получим

$$\dot{\rho} + 3H \left(\rho + \frac{p + p_c}{c^2} \right) = -\gamma \frac{3}{4\pi G} H \dot{H}. \quad (40)$$

Правая часть этого уравнения связана с обменной энергией основной массы Вселенной с ее границей. Если хаббловская скорость расширения Вселенной H постоянна, то уравнение (40) сводится к обобщенному уравнению неразрывности (17), учитывающему только гравитационно-индуцированное создание материи в эволюционирующей Вселенной.

Сравнивая между собой уравнения (18) и (40), найдем

$$\frac{1}{8\pi G} \dot{f}_\Lambda(t) = \gamma \frac{3}{4\pi G} H \dot{H}. \quad (41)$$

Отсюда следует $(1/3) \dot{f}_\Lambda(t) = \gamma H^2$. Подставляя это значение в уравнения (19)–(21), получим следующую систему уравнений:

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho + \gamma H^2, \quad (42)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + 3 \frac{p + p_c}{c^2} \right) + \gamma H^2, \quad (43)$$

$$\frac{\dot{n}}{n} + 3 \frac{\dot{a}}{a} = \Gamma, \quad p_c = -\frac{(\rho c^2 + p)\Gamma}{3H}, \quad \Gamma = 3H + \frac{\dot{n}}{n} \simeq 3\beta H,$$

$$p = (\gamma^* - 1)\rho, \quad \frac{n}{n_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/\gamma^*}, \quad (44)$$

предназначенную для моделирования эволюции плоской Вселенной с производством материи и

обменной энтропией Бекенштейна-Хокинга на границе [36, 42].

4.3. Обменная фрактальная энтропия Барроу на горизонте Вселенной

Недавно в работе [17] была предложена модель квантовой гравитационной пены (пенноподобной структуры, называемой пространственно-временной пеной) для оценки энтропии в области видимого горизонта Вселенной, поверхность которого может иметь сложную фрактальную структуру вплоть до сколь угодно малых масштабов. Другими словами, предлагалось учитывать в определении энтропии то, что квантово-гравитационные флуктуации пространства-времени могут вызвать модификацию топологии пространства-времени в масштабе планковской длины. Согласно Барроу, возможные эффекты квантово-гравитационной пены пространства-времени в области горизонта Вселенной приводят к следующему определению фрактальной (неэкстенсивной) энтропии Барроу, связанной с аддитивной энтропией Бекенштейна-Хокинга

$$S_{\text{Bar}}/k := (S_{B-H}/k)^{1+\Delta/2}. \quad (45)$$

Таким образом, рассматривая формулировку Барроу, можно измерить ее отклонение от энтропии Бекенштейна-Хокинга через показатель Δ , отвечающий фрактальной размерности поверхности горизонта. Параметр Δ ($0 \leq \Delta \leq 1$), являясь фрактальной размерностью квантово-гравитационной пены, количественно определяет степень деформацию структуры горизонта Вселенной⁸. Подстановка численных значений энтропии S_{B-H} и постоянной Больцмана k_B в определение (45) приводит к следующей оценке энтропии $S_{\text{Bar}} \sim 10^{120(1+\Delta/2)}$.

Энтропию Барроу S_{Bar} можно записать в следующих формах:

$$S_{\text{Bar}} = k \left(\frac{A_H}{A_{Pl}} \right)^{1+\Delta/2} = k \left(\frac{\pi r_H^2}{A_{Pl}} \right)^{1+\Delta/2} = K \left(\frac{K}{k_B} \right)^{\Delta/2} H^{-(2+\Delta)}. \quad (46)$$

⁸ При определении энтропии Барроу сложная фрактальная структура космологического горизонта моделируется аналогом сферической «снежинки Коха», использующим бесконечную убывающую иерархию соприкасающихся сфер вокруг горизонта событий Шварцшильда. Тем не менее эта простая модель возможных проявлений квантово-гравитационной эффектов имеет важные следствия для оценок энтропии Вселенной, которая обычно несколько больше, чем в базовом сценарии, связанном с энтропией Бекенштейна-Хокинга.

Здесь A_{Pl} — площадь Планка; $A_{\text{H}} = \pi r_{\text{H}}^2 = \pi c^2 H^{-2}$ — величина площади поверхности области хаббловского радиуса r_{H} .

Когда параметр деформации $\Delta = 0$, что соответствует простейшей структуре космологического горизонта Вселенной, восстанавливается рассмотренная выше стандартная энтропия Бекенштейна-Хокинга

$$S_{\text{Bar}} = S_{\text{B-H}}(\Delta = 0) = k(A_{\text{H}}/A_{\text{Pl}}) = kH^{-2}.$$

В случае максимальной деформации (это самый запутанный квантовый случай), когда фрактальный параметр $\Delta = 1$, имеет место гладкая пространственно-временная структура горизонта Вселенной, при которой энтропия Барроу совпадает с так называемой равно распределенной по степеням свободы энтропией Тсаллиса-Кирто [14, 19, 62]. В этом случае формула (45) аналогична формуле для неаддитивной энтропии Тсаллиса и Кирто

$$\begin{aligned} S_{\text{Ts-C}} &:= k \left(\frac{A_{\text{H}}}{A_{\text{Pl}}} \right)^{3/2} = K \left(\frac{K}{k} \right)^{1/2} \left(\frac{r_{\text{H}}}{c} \right)^3 = \\ &= K \left(\frac{K}{k} \right)^{1/2} H^{-3}, \end{aligned} \quad (47)$$

ранее полученной при моделировании эволюции черных дыр на основе совершенно других физических принципов, отличных от фрактальной интерпретации горизонта Вселенной [14, 15, 63–66].

Ясно, что в общем случае фрактальной космологической жидкости с дробной фрактальной размерностью ($0 < \Delta < 1$) соответствующие модифицированные космологические уравнения, основанные на голографической энтропии Барроу, открывают новые возможности для моделирования различных термодинамических сценариев эволюции фрактальной Вселенной. Вместе с тем проведенные в последнее время исследования в области космологической термодинамики показали, что если энтропия Барроу возможна в природе, то ее допустимая область все же ограничена в узкой области значений вблизи стандартной энтропии $S_{\text{B-H}}$. Как было установлено в работах [25, 67, 68], наиболее предпочтительным является значение $\Delta = 0.094$.

Применяя рассмотренную в предыдущем подразделе процедуру вывода модифицированного уравнения неразрывности, но уже с энтропией Барроу, запишем формулу для ее изменения во времени:

$$\dot{S}_{\text{Bar}} = -(2 + \Delta) K \left(\frac{K}{k} \right)^{\Delta/2} H^{-(3+\Delta)} \dot{H}. \quad (48)$$

С учетом этой формулы уравнение неразрывности (36) принимает вид

$$\begin{aligned} \dot{\rho} + 3H \left(\rho + \frac{p + p_c}{c^2} \right) &= \\ &= -\gamma \frac{3}{4\pi G} \frac{2 + \Delta}{2} \left(\frac{K}{k} \right)^{\Delta/2} H^{(1-\Delta)} \dot{H}. \end{aligned} \quad (49)$$

Правая часть уравнения (49) связана с обменом энергией между основной массой расширяющейся Вселенной и энергией динамического космического вакуума [27, 50]. Используя уравнение (49), можно получить модифицированные уравнения неразрывности для случая стандартной энтропии Бекенштейна-Хокинга ($\Delta = 0$) и Тсаллиса-Кирто ($\Delta = 1$) на границе Вселенной.

Сопоставим теперь уравнения (18) и (49); в результате получим

$$\begin{aligned} \frac{1}{3} \dot{f}_{\Lambda}(t) &= \gamma(2 + \Delta) \left(\frac{K}{k} \right)^{\Delta/2} H^{(1-\Delta)} \frac{dH}{dt} = \\ &= \gamma \frac{2 + \Delta}{2 - \Delta} \left(\frac{K}{k} \right)^{\Delta/2} \frac{dH^{2-\Delta}}{dt}. \end{aligned} \quad (50)$$

Отсюда следует, что энергия взаимодействующего с темной материей вакуума равна [28]

$$\frac{1}{3} f_{\Lambda}(t) = \gamma \frac{2 + \Delta}{2 - \Delta} \left(\frac{K}{k} \right)^{\Delta/2} H^{2-\Delta}. \quad (51)$$

Если с учетом этого соотношения применить теперь процедуру «гравитационной термодинамики» к модифицированным уравнениям Фридмана-Робертсона-Уокера (19) и (21) для плоской Вселенной с производством материи и обменной энтропией Барроу на границе, то получим следующую систему уравнений:

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho + \gamma \frac{2 + \Delta}{2 - \Delta} \left(\frac{K}{k} \right)^{\Delta/2} H^{2-\Delta}, \quad (52)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + 3 \frac{p + p_c}{c^2} \right) + \gamma \frac{2 + \Delta}{2 - \Delta} \left(\frac{K}{k} \right)^{\Delta/2} H^{2-\Delta}, \quad (53)$$

$$\dot{n}/n + 3H = \Gamma. \quad (54)$$

Эта система обобщенных космологических уравнений, содержащая новые дополнительные члены, позволяет получить ряд новых термодинамических

сценариев эволюции Вселенной, связанных как с ростом энтропии, обусловленным необратимым процессом создания материи, так и с переносом энтропии Барроу через ее границу. К таким эволюционным моделям Вселенной относятся, в частности, полученная выше модель Бекенштейна-Хокинга (42)–(44), модифицированная за счет учета образования частиц, а также модель Тсаллиса-Кирто (при $\Delta = 1$)

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + 3\gamma\left(\frac{K}{k}\right)^{1/2}H, \quad (55)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + 3\frac{p + p_c}{c^2}\right) + 3\gamma\left(\frac{K}{k}\right)^{1/2}H, \quad (56)$$

$$\dot{n}/n + 3H = \Gamma, \quad (57)$$

связанная с гладкой пространственно-временной структурой космологического горизонта Вселенной. Заметим, что модель, основанная на энтропии S_{B-H} , предсказывает равномерное ускорение Вселенной, тогда как модель, основанная на энтропии S_{Ts-C} , описывает как замедление, так и ускоренное расширение Вселенной [69].

В заключение этого раздела отметим, что, как было показано в ряде публикаций [18, 25, 68], модифицированная космология с помощью процедуры «гравитационной термодинамики», использующей энтропию Барроу в качестве обменной энтропии на горизонте, является эффективной для количественного моделирования эволюции Вселенной в согласии с наблюдениями. Вместе с тем все еще остается необходимым полный сравнительный анализ численного значения энтропийного индекса деформации Δ с использованием наблюдательных данных о сверхновых типа Ia (SNIa) [54] о параметрах сдвига космического микроволнового фона, о барионных акустических колебаниях, а также данных о хаббловской скорости расширения Вселенной.

5. К ВОПРОСУ О МОДЕЛИРОВАНИИ ЭВОЛЮЦИИ ПЛОСКОЙ ВСЕЛЕННОЙ С МОДИФИЦИРОВАННОЙ ЭНТРОПИЕЙ КАНИАДАКИСА НА ГОРИЗОНТЕ

Как уже отмечалось во Введении, в последнее время в энтропийной космологии стали все чаще привлекаться к изучению термодинамических аспектов эволюции космологических систем с сильным гравитационным дальнедействием различные негауссовы энтропийные меры [45, 69–72]. К ним, в частности, относятся оригинальные неэкстен-

сивные энтропии Реньи (S_R) и Тсаллиса (S_{Ts-C}), связанные, согласно развиваемой концепции, с видимым горизонтом Вселенной (см., например, [14, 15, 64, 73, 74]). Помимо этих энтропий широко используется для исследования термодинамических аспектов эволюции пространства-времени так называемая двойная энтропия Реньи $\hat{S}_{Ren}$ [20]. Ее вывод связан с заменой энтропии Тсаллиса S_{Ts-C} , фигурирующей в логарифмической формуле оригинальной энтропии Реньи S_{Ren} , на энтропию Бекенштейна-Хокинга. Полученная в результате такой процедуры модифицированная энтропия Реньи $\hat{S}_R$ отвечает голографическому закону эквивипартиции (равнораспределению энергии по степеням свободы [4, 62, 75]). Кроме энтропии $\hat{S}_{Ren}$ используются и другие модифицированные аналогичным способом энтропии, например, энтропии Каниадакиса и Шарма-Миттала [24, 72, 73]. Важно также подчеркнуть, что в целом ряде энтропийно-силовых моделей, подобных моделям вязкой космологической жидкости [77–81] или моделям создания холодной темной материи [35, 42, 43], обсуждаются и другие энтропии, связанные с диссипативными процессами.

Выбор этих энтропий часто объясняется тем, что суммарная энтропия (внутренней части Вселенной и горизонта) связана с объемом космологической жидкости, а не с ее поверхностью, как это имеет место в случае классической энтропии Бекенштейна-Хокинга. Тем не менее можно показать, что в термодинамическом подходе к моделированию эволюции Вселенной при наличии обменных энергетических процессов на ее границе, использование части подобных энтропий не физично.

Покажем это со всеми подробностями на примере двойной каппа-энтропии Каниадакиса, оригинальная версия которой определяется соотношением [21, 82, 83]

$$\begin{aligned} S_{Kan}(p) &= -\frac{k}{2\kappa} \sum_{i=1}^W (p_i^{\kappa+1} - p_i^{\kappa-1}) = \\ &= -k \sum_{i=1}^W p_i \ln_{\kappa} p_i. \end{aligned} \quad (59)$$

Здесь $p = \{p_i\}_{i=1,2,\dots,W}$ — дискретная функция распределения вероятности того, что система находится в определенном микросостоянии, а W — общее число конфигураций. Энтропийный индекс деформации κ (определяющий степень отклонения от стандартной статистической механики, которая восстанавливается в пределе $\kappa \rightarrow 0$) в

определении (59) представляет собой вещественное число, принадлежащее области $-1 < \kappa < 1$.

При написании формулы (59) использован так называемый «деформированный логарифм», $\ln_{\{\kappa\}}(x) \equiv (x^\kappa - x^{-\kappa}) / 2\kappa$, который при $\kappa \rightarrow 0$ переходит в обычный логарифм [58, 84]. Такая деформация логарифмической функции в выражении для энтропии (ср. с энтропией Больцмана-Гиббса $S_{B-G}(p) = -k \sum_{i=1}^W p_i \ln p_i$) позволяет учитывать важную особенность поведения космологических систем с дальнедействующими гравитационными взаимодействиями, когда вероятность реализации p_i малых значений параметров состояния убывает (при $p_i \rightarrow 0^+$) не экспоненциально быстро, а степенным образом (закон Парето). Благодаря этому статистика Каниадакиса описывает события, практически недостижимые в простых системах, характеризуемых классической статистикой Больцмана-Гиббса.

Тем не менее основанная на деформированной энтропии S_{Kan} неэкстенсивная статистика сохраняет математическую и гносеологическую структуру статистики Больцмана-Гиббса и пригодна для описания очень большого класса экспериментально наблюдаемых аномальных (неаддитивных) явлений в естественных науках. В качестве примера можно упомянуть работы, связанные с космическими лучами [21], с космологическими эффектами [85] и с гравитационными системами [76].

5.1. Обобщенные уравнения неразрывности при использовании модифицированной энтропии Каниадакиса на горизонте

При использовании принципа равнораспределения по степеням свободы Падманабхана [75], когда все состояния имеют одинаковую вероятность $p_i = 1 / W$, энтропия Каниадакиса (59) сводится к виду

$$S_{Kan} = -k \ln_{\kappa} \frac{1}{W} = k \ln_{\kappa} W; \quad (60)$$

при этом в пределе $\kappa \rightarrow 0$ из формулы (60) получается обычное представление энтропии Больцмана-Гиббса, $S_{B-G} = k \ln W$. Авторы работы [86] предложили новый тип каппа-энтропии на видимом горизонте Вселенной. Для ее конструирования они допустили, что энтропия Каниадакиса в форме (59) описывает энтропию Бекенштейна-Хокинга, т. е. что справедлива формула

$$S_{B-H} = k \ln_{\kappa} W. \quad (61)$$

При использовании свойства $\exp_{\{\kappa\}}(\ln_{\{\kappa\}} x) = x$ экспоненты Каниадакиса

$$\exp_{\{\kappa\}}(x) \equiv \left(\sqrt{1 + (\kappa x)^2} + \kappa x \right)^{1/\kappa} \quad (62)$$

из определения (61) можно получить выражение $\exp_{\kappa}(k^{-1} S_{B-H}) = \exp_{\kappa} \ln_{\kappa} W = W$, или

$$W = \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\kappa}{k} S_{B-H} \right)^2} + \frac{\kappa}{k} S_{B-H} \right)^{1/\kappa}. \quad (63)$$

Если теперь, используя логарифмическую формулу классической энтропии Больцмана-Гиббса S_{B-G} , взять логарифм от (63), то в результате получим так называемую двойную энтропию Каниадакиса

$$\begin{aligned} \hat{S}_{Kan} &= k \ln W = \\ &= \frac{k}{\kappa} \ln \left(\sqrt{1 + \kappa^2 \left(\frac{S_{B-H}}{k} \right)^2} + \kappa \frac{S_{B-H}}{k} \right). \end{aligned} \quad (64)$$

В случае, когда в определении (64) $\kappa \rightarrow 0$, $\hat{S}_{Kan} \rightarrow S_{B-H}$. Таким образом, можно считать, что подобное конструирование в статистике Каниадакиса новой неэкстенсивной энтропии $\hat{S}_{Kan}$ является аналогичной версией построения двойной энтропии Реньи $\hat{S}_{Ren}$ в статистике Тсаллиса [20, 73], при получении которой энтропия Тсаллиса S_{Ts} , фигурирующая в логарифмической формуле оригинальной энтропии Реньи S_{Ren} , заменяется на энтропию Бекенштейна-Хокинга.

5.2. Модифицированное уравнение неразрывности с обменной двойной энтропией Каниадакиса на горизонте

Используя формулы (38) и (39) для классической энтропии Бекенштейна-Хокинга S_{B-H} и ее производной по времени

$$S_{B-H} = \frac{K}{H^2}, \quad \dot{S}_{B-H} = -\frac{2K}{H^3} \dot{H}, \quad (65)$$

найдем производную по времени для модифицированной энтропии Каниадакиса $\hat{S}_{Kan}$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \hat{S}_{Kan} &= \left(1 + \kappa^2 \frac{S_{B-H}^2}{k^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \dot{S}_{B-H} = \\ &= -2K \left(1 + \kappa^2 \left(\frac{K}{k} \right)^2 H^{-4} \right)^{-\frac{1}{2}} H^{-3} \dot{H}. \end{aligned} \quad (66)$$

При получении этого выражения было использовано правило дифференцирования экспоненты Каниадакиса: $d \exp_{\{\kappa\}}(x) = (1 + \kappa^2 x^2)^{-1/2} \exp_{\{\kappa\}}(x) dx$ (см., например, [58]).

Если подставить теперь (66) в (36), то получим уравнение неразрывности для Вселенной, создающей материю и имеющей обменную модифицированную энтропию Каниадакиса $\hat{S}_{\text{Kan}}$ на горизонте

$$\dot{\rho} + 3H(1 + w_c)\rho = -\gamma \frac{3}{4\pi G} \left(1 + \kappa^2 \left(\frac{K}{k} \right)^2 H^{-4} \right)^{-1/2} H\dot{H}. \quad (67)$$

Сопоставим теперь уравнения (18) и (67); в результате получим

$$\frac{1}{3} \dot{\Lambda}(t) = 2\gamma \frac{1}{\sqrt{1 + (\kappa K / k)^2 H^{-4}}} H\dot{H}. \quad (68)$$

Отсюда следует

$$\begin{aligned} \frac{1}{3} \Lambda(t) &= 2\gamma \int_0^H \frac{H dH}{\sqrt{1 + (\kappa K / k)^2 H^{-4}}} = \\ &= -\frac{1}{2} \gamma \int_0^{H^{-4}} \frac{z^{-3/2} dz}{\sqrt{1 + \omega z}}, \end{aligned} \quad (69)$$

где введены обозначения $z = H^{-4}$, $\omega = (\kappa K / k)^2$.

Для интеграла в правой части выражения (69) справедливо следующее представление [87]:

$$\int_0^u \frac{z^{\mu-1} dz}{(1 + \omega z)^\nu} = \frac{u^\mu}{\mu} {}_2F_1(\nu, \mu; \mu + 1; -\omega u), \quad (70)$$

где $\text{Re } \mu > 0$,

через гипергеометрическую функцию Гаусса ${}_2F_1(a, b; c; z)$. Однако, к сожалению, мы не можем воспользоваться формулой (70), поскольку в нашем случае $\mu = -1/2 < 0$. Таким образом, использование модифицированной энтропии Каниадакиса на горизонте в свете рассматриваемого здесь термодинамического подхода к моделированию эволюции Вселенной не применимо. Можно убедиться в том, что аналогичное положение имеет место и для неэкстенсивных расширенных энтропий Реньи и Шармы-Миттала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современные космологические данные свидетельствуют о том, что Вселенная расширяется с ускорением. К сожалению, простая модифицированная ОТО, включающая ключевой параметр, характеризующий расширение — космологическую постоянную Λ , не может достаточно точно описать этот феномен. Поэтому возникает необходимость в поиске новых подходов, с помощью которых можно описать ускоренное расширение Вселенной [88].

Одним из механизмов, используемых для объяснения ускорения Вселенной, является добавление нового энергетического поля, часто называемого «квинтэссенцией». Новым направлением на этом пути является построение модифицированной теории гравитации, согласно которой в основе ускоренного расширения Вселенной лежит так называемая энтропийная сила, позволяющая объяснить ускоренное расширение Вселенной в терминах энтропии, без привлечения концепции темной энергии.

В настоящей работе в рамках гравитационной теории Пригожина о связи геометрии и материи, обеспечивающей гравитационно-индуцированное производство частиц в космологической жидкости, термодинамически сконструирована в предположении наличия обменных энергетических процессов на видимом горизонте новая ускоряющая плоская модель однородной и изотропной Вселенной без темной энергии, в которой полностью доминирует холодная темная материя (CDM).

Для их получения было выведено из первого закона термодинамики обобщенное уравнение сохранения энергии с учетом гравитационно-индуцированного создания материи. При этом было использовано несколько форм феноменологических энтропий (выбранных *ad hoc*), ассоциированных, по предположению, с областью видимого космологического горизонта. К ним, в частности, относятся энтропия Бекенштейна-Хокинга, энтропия с фрактальной размерностью Барроу, неэкстенсивная энтропия Тсаллиса-Кирто.

С учетом уравнения сохранения и фундаментального уравнения Фридмана, описывающего расширение Вселенной, сконструированы в контексте энтропийного формализма модифицированные уравнения Фридмана-Робертсона-Уокера, предназначенные для моделирования различных сценариев эволюции плоской Вселенной с производством материи. В результате в работе получен

целый набор новых обобщенных уравнений Фридмана-Робертсона-Уокера, в которых вместо космологической постоянной фигурируют управляющие силы, наличие которых приводит к различным сценариям эволюции Вселенной в зависимости от конкретной формы энтропии, изначально выбранной для описания горизонта событий. Другими словами, развитый формализм, альтернативный концепции темной энергии, может служить новой теоретической основой для моделирования динамической эволюции Вселенной, порождая ее модифицированные формы.

К сказанному можно добавить, что по современным представлениям космологическая история Вселенной развивается через инфляционную фазу от начальной флуктуации вакуума (громадная энергия которого сосредоточена на бесконечном квантовом поле Вселенной) к пространству де Ситтера и происходит создание частиц. Фаза де Ситтера существует в течение времени распада составляющих ее частиц (вторая стадия) и заканчивается после фазового перехода в обычную Вселенную Фридмана-Робертсона-Уокера, которая существует до настоящего времени. Примерами распада или образования частиц могут служить такие явления, как образование релятивистских частиц во время повторного нагрева в инфляционных периодах, аннигиляция электронов и позитронов с образованием нейтрино, распад тяжелых бозонов на кварки и лептоны или образование частиц в сильном гравитационном поле. Пригожин обобщил эти явления на базе термодинамической теории с использованием уравнения баланса для числа образовавшихся частиц на единицу объема, которое он рассмотрел в совокупности с уравнениями Эйнштейна для поля. Важно при этом подчеркнуть, что, согласно оригинальной пригожинской модели, энтропия возникает только во время двух первых космологических стадий, в то время как Вселенная развивается адиабатически на космологических масштабах.

Результаты моделирования динамической эволюции Вселенной, выполненного на основе приведенных в статье космологических уравнений, предполагается рассмотреть в других публикациях авторов. На будущее оставлена также работа, связанная с проведением сравнительного анализа результатов моделирования (на основе полученных эволюционных уравнений) при использовании данных о сверхновых типа Ia (SNIa).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. D. Bekenstein*, Phys. Rev. D 7, 2333 (1975).
2. *S. W. Hawking*, Commun. Math. Phys. 43, 199 (1975).
3. *R. Bousso*, Reviews of modern physics 74, 825 (2002).
4. *T. Padmanabhan*, Phys. Rev. D 81, 124040 (2010).
5. *E. Verlinde*, J. High Energy Phys. 4, 1 (2011).
6. *L. Susskind*, J. Math. Phys. 36, 6377 (1995).
7. *D. A. Easson, P. H. Frampton, G. F. Smoot*, Physics Letters B 696, 273 (2011).
8. *D. A. Easson, P. H. Frampton, G. F. Smoot*, arXiv.1003.1528 v3[hep.-th.] (2012).
9. *T. S. Koivisto, D. F. Mota, M. Zumalacárregui*, J. Cosmol. Astropart. Phys. 02, id.027 (2011).
10. *M. Akbar, R. G. Cai*, Phys. Rev. D 75, 084003 (2007).
11. *S. Basilakos, D. Polarski, J. Sola*, Phys. Rev. D 86, 043010 (2012).
12. *N. Komatsu, S. Kimura*, Phys. Rev. D 87, 043531 (2013).
13. *N. Komatsu, S. Kimura*, Phys. Rev. D 88, 083534 (2013).
14. *A. V. Kolesnichenko, M. Ya. Marov*, Mathematica Montisnigri L, 80 (2021).
15. *A. V. Kolesnichenko, M. Ya. Marov*, Astronomy Reports 66, 786 (2022).
16. *W. de Sitter*, Proc. Roy. Acad. Sci. (Amsterdam). 19, 1217 (1917).
17. *J. D. Barrow*, Physics Letters B 808, 135643 (2020).
18. *J. D. Barrow, S. Basilakos, E. N. Saridakis*, Physics Letters B 815, 136134 (2021).
19. *C. Tsallis, L. J. L. Cirto*, Eur. Phys. J. C. 73, 2487 (2013).
20. *V. G. Czinner, H. Iguchi*, Phys. Lett. B. 752, 306 (2016).
21. *G. Kaniadakis, A. M. Scarfone*, Physica A: Statistical Mechanics and Its Applications 305, 69 (2002).
22. *E. M. C. Abreu, J. A. Neto*, Europhysics Letters 133, 49001 (2021).
23. *B. D. Sharma, D. P. Mittal*, J. Comb. Inform. & Syst. Sci. 2, 122 (1975).
24. *J. A. Sayahian, S. A. Moosavi, H. Moradpour, J. P. Morais Graça, I. P. Lobo, I. G. Salako, A. Jawad*, Physics Letters B 780, 21 (2018).
25. *F.K. Anagnostopoulos, S. Basilakos, E.N. Saridakis*, Eur. Phys. J. C. 80, 826 (2020).
26. *S. Basilakos, J. Sola*, Phys. Rev. D. 90, 023008 (2014).
27. *B. Hu, Y. Ling*, Phys. Rev. D. 73, 123510 (2006).
28. *Y. Wang, D. Wands, G.-B. Zhao, L. Xu*, Phys. Rev. D. 90, 023502 (2014).

29. *N. Tamanini*, Phys. Rev. D. 92, 043524 (2015).
30. *N. Komatsu, S. Kimura*, Phys. Rev. D. 93, 043530 (2016).
31. *E. Schrodinger*, Physica 6, 899 (1939).
32. *L. Parker*, Phys. Rev. Lett. 21, 562 (1968).
33. *L. Parker*, Phys. Rev. 183, 1057 (1969).
34. *N. D. Birrell, P. C. Davies* Quantum Fields in Curved Space. (Cambridge University Press, Cambridge, 1982).
35. *I. Prigogine, J. Gehehiau, E. Gunzig, P. Nardone*, General Relativity and Gravitation 21, 767 (1989).
36. *M. O. Calvao, J. A. S. Lima, I. Waga*, Physics Letters A 162, 223 (1992).
37. *N. Komatsu, S. Kimura*, Phys. Rev. D 92, 043507 (2015).
38. *D. Clowe, M. Bradac, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones, D. Zaritsky*, Astrophys. J. 648, L109 (2006).
39. *J. Sola*, J. Phys. Conf. Ser. 453, 012015 (2013).
40. *С. Вайнберг* Гравитация и Космология. Принципы и приложения общей теории относительности (Волгоград, Изд-во «ПЛАТОН», 2000).
41. *B. Ryden* Introduction to Cosmology (Cambridge University Press, 2017).
42. *J. A. S. Lima, A. S. M. Germano*, Physics Letters A 170, 373 (1992).
43. *J. A. S. Lima, A. S. M. Germano, L. R. W. Abramo*, Phys. Rev. D 53, 4285 (1996).
44. *J. A. S. Lima, I. Baranov*, Phys. Rev. D 90, 043515 (2014).
45. *N. Komatsu*, Phys. Rev. D 99, 043523 (2019).
46. *S. Weinberg*, Astrophys. J. 168, 175 (1971).
47. *S. Weinberg* Gravitation and cosmology, Principles and Applications of the general Theory of Relativity (John Wiley & Sons, New York, 1972).
48. *И. Пригожин, Р. Дефей* Химическая термодинамика (Новосибирск, 1966).
49. *R. Silva, J. A. S. Lima, M. O. Calvão*, General Relativity and Gravitation 34, 865 (2002).
50. *J. Solà, A. Gómez-Valent, J. de Cruz Pérez*, Astrophys. J. 811, L14 (2015).
51. *R. G Cai, S. P. Kim*, JHEP 0502, 050 (2005).
52. *J. A. S. Lima, J. A. M. Moreira, J. Santos*, General Relativity and Gravitation 30, 425 (1998).
53. *G. Steigman, R. C. Santos, J. A. S. Lima*, JCAP 0906, 033 (2009).
54. *A. G. Riess, A. V. Filippenko, P. Challis, A. Clocchiatti, A. Diercks, P. M. Garnavich, J. Tonry*, Astron. J. 116, 1009 (1998).
55. *S. Perlmutter, M. S. Turner, M. White*, Phys. Rev. Lett. 83, 670 (1999).
56. *J. D. Barrow, T. Clifton*, Phys. Rev. D 73, 103520 (2006).
57. *G. Kaniadakis*, Phys. Rev. E 66, 056125 (2002).
58. *А. В. Колесниченко*, Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша 17, 36 (2020).
59. *А. В. Колесниченко*, Mathematica Montisnigri. XLII, 74 (2018).
60. *А. В. Колесниченко* Статистическая механика и термодинамика Тсаллиса неаддитивных систем: Введение в теорию и приложения (М.: ЛЕНАНД, 2019).
61. *Y.-F. Cai, E. Saridakis*, Physics Letters B 697, 280 (2011).
62. *T. Padmanabhan*, Rept. Prog. Phys. 73, 046901 (2010).
63. *D. F. Torres, H. Vucetich, A. Plastino*, Phys. Rev. Lett. 79, 1588 (1997).
64. *Y. Aditya, S. Mandal, P. Sahoo, D. Reddy*, Eur. Phys. J. 79, 1020 (2019).
65. *G. Wilk, Z. Wlodarczyk*, Phys. Rev. Lett. 84, 2770 (2000).
66. *S. Waheed*, Eur. Phys. J. Plus. 135, 11 (2020).
67. *E. N. Saridakis*, J. Cosmol. and Astroparticle Phys. 07, id. 031 (2020).
68. *E. N. Saridakis, S. Basilakos*, Eur. Phys. J. C. 7, 644 (2021).
69. *S. Basilakos, M. Plionis, Sola J.* Phys. Rev. D 80, 083511 (2009).
70. *A. S. Jahromi, S. Moosavi, H. Moradpour, J. M. Graca, I. Lobo, I. Salako, A. Jawad*, Physics Letters B 780, 056125 (2018).
71. *N. Komatsu*, Phys. Rev. D 96, 103507 (2017).
72. *N. Komatsu*, Eur. Phys. J. C. 77, 229 (2017).
73. *А. В. Колесниченко, М. Я. Маров*, Астрон. журн. 99, 740 (2022).
74. *R. C. Nunes, E. M. Barboza, E. M. C. Abreu, J. A. Neto*, J. Cosmol. and Astroparticle Phys. 08, 051 (2016).
75. *T. Padmanabhan*, Modern Physics Letters A 25, 1129 (2010).
76. *E. M. C. Abreu, J. A. Neto, A. C. R. Mendes, R. M. de Paula*, Chaos, Solitons & Fractals 118, 307 (2019).
77. *T. Padmanabhan, S. M. Chitre*, Physics Letters A 120, 433 (1987).
78. *B. Li, J. Barrow*, Phys. Rev. D 79, id. 103521 (2009).
79. *A. Avelino, U. Nucamendi*, J. Cosmol. and Astroparticle Phys. 08, id. 009 (2010).
80. *X.-H. Meng, X. Dou*, Communications in Theoretical Physics 52, 377 (2009).
81. *X. Dou, X.-H. Meng*, Adv. Astron. 2011, 829340 (2011).

82. *G. Kaniadakis, P. Quarati, A.M. Scarfone*, Physica A: Statistical Mechanics and Its Applications 305, 76 (2002).
83. *A.V. Kolesnichenko*, Mathematica Montisnigri XLVIII, 118 (2020).
84. *G. Kaniadakis*, Entropy 15, 3983 (2013).
85. *E. M. C. Abreu, J. A. Neto, E. M. Jr. Barboza, A. C. R. Mendes, B. B. Soares*, Modern Physics Letters A 35, 2050266 (2020).
86. *E. M. C. Abreu, J. A. Neto*, arXiv:2107.04869v2 [gr-qc] (2021).
87. *И. С. Градштейн, И. М. Рыжик* Таблицы интегралов сумм рядов и произведений (М.: Физматгиз, 1963).
88. *М. Я. Маров* Космос: От Солнечной системы вглубь Вселенной (М.: Физматгиз, 2018).

CONSTRUCTING AN ENTROPY-FORCE MODEL OF THE EXPANSION OF THE UNIVERSE DUE TO GRAVITATIONALLY INDUCED PRODUCTION OF DARK MATTER

M. Y. Marov^a, A.V. Kolesnichenko^{b,*}

^a*Vernadsky Institute of Geochemistry and Analytical Chemistry, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*Keldysh Institute of Applied Mathematics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^{*}*E-mail: kolesn@keldysh.ru*

In the framework of entropic cosmology and Prigozhin's gravitational theory about the connection between geometry and matter, providing the production of particles in the cosmological fluid, as well as in the assumption of exchange entropy at the event horizon, a one-liquid model of the evolution of a spatially flat, homogeneous and isotropic Universe is constructed. For its construction the energy conservation equation is derived from the first law of thermodynamics taking into account gravitationally induced creation of matter and exchange energy processes on the visible horizon of the Universe. On the basis of the energy equation and the fundamental Friedman equation describing the expansion of the Universe, modified Friedman-Robertson-Walker equations have been constructed in the context of the entropic formalism, designed for modelling various dynamical aspects of the evolution of the Universe taking into account adiabatic creation of matter. Several forms of exchangeable phenomenological non-extensive entropies associated with the region of the apparent cosmological horizon were used in their derivation. The obtained evolutionary model, consistent with the standard Λ -model for cold dark matter, is intended to describe without introducing new fields the accelerated expansion of the late Universe, providing its cosmological history.

Keywords: Einstein's general theory of relativity, entropic cosmology, non-extensive exchange entropy, gravity-induced creation of matter

ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АККРЕЦИИ НА НЕЙТРОННУЮ ЗВЕЗДУ С УЧЕТОМ ВЯЗКОСТИ И ВЛИЯНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕЙ НА ПЕРЕДАЧУ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА

© 2024 г. А. Г. Аксенов^{1,*}, В. М. Чечеткин^{1,2}

¹Институт автоматизации проектирования Российской академии наук, Москва, Россия

²Институт прикладной математики им М. В. Келдыша Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: aksenov@fastmail.fm

Поступила в редакцию 04.12.2023 г.

После доработки 29.02.2024 г.

Принята в печать 11.03.2024 г.

Работа посвящена построению газодинамической модели аккреционного диска вокруг нейтронной звезды (НЗ). Разработанный многомерный код используется для исследования устойчивости стационарных аксиально симметричных моделей путем проведения эволюционных расчетов в 3D геометрии с учетом вязкости, а также с учетом диффузии излучения в 2D. Показано, что произвольный стационарный аксиально симметричный диск с монотонным уменьшением плотности с цилиндрическим радиусом переходит, благодаря вязкости, торможению и растеканию вещества по НЗ в новую квазистационарную тороидальную конфигурацию. Исследование устойчивости стационарной тороидальной конфигурации подтвердило формирование крупномасштабных вихревых структур при первоначальном периодическом возмущении угловой скорости по азимуту теперь уже с учетом «турбулентной» вязкости, а не схемной. Оказалось, что наличие крупномасштабных структур приводит к ускорению торможения, т. е. к эффективному увеличению вязкости.

Ключевые слова: нейтронная звезда, аккреционный диск, гамма всплеск, консервативная конечно-разностная схема

DOI: 10.31857/S0004629924050024 EDN: JNZYJO

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача об аккреции вещества на нейтронную звезду (НЗ) привлекает внимание исследователей в силу малого количества свободных параметров задачи и наличия обширных наблюдений. Класс задач в физике с малым количеством параметров ограниченный. Центральное гравитирующее тело — это НЗ. Расчеты эволюции ядер массивных звезд приводят к характерным массам образующихся НЗ вблизи максимума масс [1], для невращающейся НЗ это $M_{\text{NS}} = 1.4 M_{\odot}$. Радиус такой звезды составляет примерно $R_{\text{NS}} = 10$ км [2]. Тогда характерная скорость аккрецирующего вещества, движущегося вблизи поверхности НЗ, достигает значения $\sqrt{GM_{\text{NS}} / r_{\text{NS}}} = 1.36 \times 10^{10}$ см/с = $0.45c$, сравнимого со скоростью света c . Чтобы проверить справедливость предположения об уравнивании гравитации центробежной силой вещества и малости роли градиента давления вещества диска следует принять удельную внутреннюю энергию равной удельной

кинетической энергии: $\varepsilon = (0.45c)^2 / 2$. При торможении диска за счет вязкости кинетическая энергия переходит во внутреннюю. При плотности аккрецирующего вещества в пределах 1 г/см³ основная доля внутренней энергии будет приходиться на второй член, отвечающий излучению,

$$\varepsilon(\rho, T) = \frac{(0.45c)^2}{2} = \frac{3}{2} \frac{2}{m_p} k_B T + \frac{3\pi^2}{15(c\hbar)^3} \frac{1}{\rho} (k_B T)^4.$$

Действительно, доля внутренней энергии в веществе (протонах и электронах) сравняется с излучением, и их сумма достигнет значения кинетической энергии,

$$\frac{(0.45c)^2}{2} = 2 \cdot \frac{3}{2} \frac{2}{m_p} k_B T = 2 \cdot \frac{3\pi^2}{15(c\hbar)^3} \frac{1}{\rho} (k_B T)^4,$$

при температуре 1.8×10^{11} К и ядерной плотности 5.2×10^{13} г/см³. Мы же интересуемся много меньшими плотностями в диске порядка 1 г/см³, при которых

подавляющая доля внутренней энергии придется на излучение,

$$\frac{(0.45c)^2}{2} = \frac{3\pi^2}{15(c\hbar)^3} \frac{1}{\rho} (k_B T)^4,$$

с характерной температурой

$$T = \sqrt[4]{\rho / (\text{г/см}^3)} \cdot 2.5 \times 10^8 \text{ К} = \\ = \sqrt[4]{\rho / (\text{г/см}^3)} \cdot 25 \text{ кэВ},$$

слабо зависящей от плотности, отвечающей рентгеновскому излучению.

Эта температура много меньше $m_e c^2 = 511 \text{ кэВ}$, значит электроны нерелятивистские. Остается проверить вырожденные ли они или нет? Энергия Ферми при нулевой температуре без учета массы нерелятивистских частиц равна [3]

$$\varepsilon_F = k_B T_F = \frac{(3\pi^2 \hbar^3 \rho / m_p)^{2/3}}{2m_e},$$

для протонного газа плотностью 1 г/см^3 получим $T_F = 3.0 \times 10^3 \text{ К}$, что много меньше 25 кэВ .

Полагая вытягивание массы из звезды-компаньона двойной системы с НЗ вдаль от НЗ и ожидая сохранения удельного момента импульса жидкой частицы $v_\phi \varpi$ (ϖ — цилиндрический радиус), мы видим, что набор кинетической энергии перед падением вещества на НЗ обеспечит гравитация. И ожидаемая эффективность получения излучения из темпа аккреции массы равна

$$\dot{E} = \frac{v_\phi^2}{2} \dot{M} = 0.1 c^2 \dot{M}.$$

Стоит обратить внимание на еще один универсальный параметр задачи — угловую скорость вблизи экватора НЗ при пренебрежении градиентом давления в сравнении с центробежной силой, и соответствующий ей период обращения вещества:

$$\Omega_0 = \frac{\sqrt{GM_{NS} / r_{NS}}}{r_{NS}} = 1.36 \times 10^4 \text{ с}^{-1}, \\ T = \frac{2\pi}{\Omega_0} = 0.46 \text{ мс}.$$

Целью данной работы является построение газодинамической модели движения газа в окрестностях НЗ с учетом вязкости и переноса излучения в рамках диффузии с ограничением потоков и, с учетом уравнения состояния реального газа в многомерном слу-

чае, исследование устойчивости аккреционного диска. Мы исходим из предположения малого темпа аккреции. Выбрав произвольную стационарную начальную модель распределения вращающегося вокруг НЗ диска с монотонным уменьшением плотности при увеличении радиуса за счет действия вязкости и потерь энергии на излучение, путем эволюционных многомерных расчетов мы получили торможение, растекание вещества по поверхности НЗ и новое квазистационарное состояние в виде тора с максимумом плотности на некотором удалении от НЗ.

В силу особенности постановки задачи, учитывающую большую область диска в расчетах, мы в состоянии воспроизвести только начальную стадию сдвиговой неустойчивости до перестроения решения из диска в тор при наличии высокой плотности вблизи НЗ в 3D расчетах с вязкостью и без учета потерь энергии излучения. Интересный вопрос о неустойчивости пограничного слоя тора при малой плотности на границе НЗ остался за рамками детального рассмотрения. Однако замещение вещества излучением из-за роста температуры за счет вязкости у поверхности НЗ позволяет усомниться в реализации сценария сдвиговой неустойчивости, и обосновать с помощью такой неустойчивости высокую турбулентную вязкость в прямом многомерном расчете не получается.

Задав произвольное возмущение угловой скорости по азимуту в узком кольце вблизи экваториальной плоскости, мы также демонстрируем важность рассмотрения крупномасштабных вихревых структур, как при отсутствии вязкости [4, 5], так и при ее учете в более реалистичном, на наш взгляд, начальном тороидальном распределении вещества диска, касающегося НЗ в узкой области — по линии на экваторе. Такие возмущения с конечной амплитудой реализуются за счет действия приливных сил [6]. И они оказывают качественное влияние на торможение газа о поверхность НЗ, как показывают проведенные 3D расчеты с учетом вязкости.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Будем использовать сферические координаты. Рассматриваем сдвиговую вязкость и преобладающую роль в вязкости производных угловой скорости. Будем считать $|v_r|, |v_\theta| \ll |v_\phi|$ и их производные малыми в вязкости. Пренебрежем также при расчете вязкости дивергенцией скорости $\text{div} \mathbf{v}$. Тогда при расчете вязкости остаются производные v_ϕ по r и θ , отвечающие сдвигу угловой скорости $\Omega = v_\phi / (r \sin \theta)$:

$$\sigma'_{rr}, \sigma'_{\theta\theta}, \sigma'_{\phi\phi}, \sigma'_{r\theta} = 0,$$

$$\sigma'_{\theta\phi} = \eta \sin \theta \frac{\partial \Omega}{\partial \theta},$$

$$\sigma'_{r\phi} = \eta r \sin \theta \frac{\partial \Omega}{\partial r}.$$

Закон сохранения массы:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 \rho v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \times \\ \times \frac{\partial(\sin \theta \rho v_\theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho v_\phi)}{\partial \phi} = 0.$$

Для наглядности представления вязких членов мы вместо законов сохранения импульса и энергии далее запишем уравнения движения:

$$\rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{v_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} \right) - \\ - \frac{\rho(v_\theta^2 + v_\phi^2)}{r} + \frac{\partial P}{\partial r} = \rho g_r, \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\theta}{\partial \phi} \right) - \\ - \frac{\cos \theta \rho v_r v_\theta}{r \sin \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} = 0, \quad (2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_\phi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial \theta} + \frac{v_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} \right) + \\ + \frac{\rho v_r v_\phi}{r} + \frac{\rho \cos \theta v_\theta v_\phi}{r \sin \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \phi} = \\ = \frac{\sin \theta}{r^3} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^4 \eta \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right) + \frac{1}{r \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin^3 \theta \eta \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} \right), \quad (3)$$

и уравнение для внутренней энергии с учетом диффузии излучения:

$$\rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + v_r \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta} + \frac{v_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \phi} \right) + \\ + P \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 v_r}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \sin \theta v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} \right) = \\ = \eta \sin^2 \theta (r^2 \Omega_r^2 + \Omega_\theta^2) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 \kappa T_r)}{\partial r} + \\ + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial(\sin \theta \kappa T_\theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial(\kappa T_\phi)}{\partial \phi}. \quad (4)$$

Газодинамическая часть использует РРМ схему высокого порядка точности, основанную на решении задачи о распаде разрыва [7], хорошо описывающую разрывы, включая контактные. Свойство необходимо для обеспечения сохранения момента импульса в схеме сквозного счета, не отделяющей аккреционный газ от вакуумной области на неподвижной эйлеровой сетке. В расчетах используется регулярная сетка в криволинейных ортогональных координатах. Неизвестные плотность, импульс, энергия — это средние значения по объемам расчетных ячеек, а используемые в газодинамической части потоки определяются на границах ячеек, так обеспечивается консервативность схемы. Газодинамическая часть считается по явной схеме, имеет ограничение на временной шаг, условие Куранта. Шаг по времени Δt ограничен скоростью распространения характеристики $v_s + |v|$ по интервалу сетки Δx , $\Delta t < \Delta x / (v_s + |v|)$ при интегрировании по каждому направлению, где v_s — это скорость звука.

Для записи уравнений газовой динамики [8] с вязкими членами в криволинейных сферических координатах из Римановой геометрии требуется общий вид ковариантной производной тензора [9] с единственной особенностью: необходимо учесть единообразную нормировку всех компонентов физических векторов в отличие от математики (см., напр., приложения в работах [10, 11]).

Закон сохранения ϕ -компонента импульса,

$$\frac{\partial \rho v_\phi}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 \rho v_r v_\phi)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\sin \theta \rho v_\theta v_\phi)}{\partial \theta} + \\ + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho v_\phi^2)}{\partial \phi} + \frac{\rho v_\phi}{r} \left(v_r + \frac{\cos \theta}{\sin \theta} v_\theta \right) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \phi} = \\ = \frac{\sin \theta}{r^3} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^4 \eta \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right) + \frac{1}{r \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin^3 \theta \eta \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} \right), \quad (5)$$

или

$$\frac{\partial \rho v_\phi}{\partial t} + \frac{1}{r^3} \frac{\partial(r^3 \rho v_r v_\phi)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin^2 \theta} \frac{\partial(\sin^2 \theta \rho v_\theta v_\phi)}{\partial \theta} + \\ + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho v_\phi^2)}{\partial \phi} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \phi} = \\ = \frac{\sin \theta}{r^3} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^4 \eta \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right) + \frac{1}{r \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin^3 \theta \eta \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} \right), \quad (6)$$

можно проинтегрировать по всему объему с весом $\int r \sin \theta dr = \int r^3 \sin^2 \theta dr d\theta d\phi$, чтобы получить произ-

водную по времени z -компонента момента импульса $\dot{J}_z$,

$$\dot{J}_z = -\int d\theta d\phi \sin^3\theta r^4 \eta \left. \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right|_{r=r_{NS}}, \quad (7)$$

т. е. потеря момента импульса аккреционного диска происходит на поверхности НЗ, и импульс передается звезде.

В уравнении состояния используем одинаковую температуру для протонов, электронов, чернотельного излучения:

$$\begin{aligned} P &= \left(\frac{5}{3} - 1 \right) \frac{3}{2} \frac{2\rho}{m_p} k_B T + \frac{4}{3} \frac{3\pi^2}{15(c\hbar)^3} (k_B T)^4, \\ \rho \varepsilon(\rho, T) &= \frac{3}{2} \frac{2\rho}{m_p} k_B T + \frac{3\pi^2}{15(c\hbar)^3} (k_B T)^4, \\ \varepsilon(\rho, T) &= \frac{3}{2} \frac{2}{m_p} k_B T + \frac{3\pi^2}{15(c\hbar)^3} \frac{1}{\rho} (k_B T)^4. \end{aligned}$$

В консервативной конечно-разностной схеме [7, 10, 12, 13] из известной внутренней энергии надо определять температуру из уравнения четвертой степени:

$$aT^4 + \left(\frac{b}{3^3} \right)^{1/4} T = \left(\frac{c}{4^4} \right)^{1/3}, \quad (8)$$

нужный нам корень

$$T = \frac{-\sqrt{D_1} + \sqrt{2^{3/2} b^{1/4} (D_0 / D_1)^{1/2} - D_1}}{2^{7/6} \cdot 3^{1/4} (a^2 D_0)^{1/6}}. \quad (9)$$

Дискриминанты $D_0 = \sqrt{b + ac} - \sqrt{b}$, $D_1 = (ac)^{1/3} - D_0^{2/3}$ имеют удобочитаемый вид при выбранной записи коэффициентов исходного алгебраического уравнения (8). Для контроля расчетов удобно использовать безразмерную удельную энтропию на нуклон

$$\begin{aligned} \frac{s}{k_B} &= 2 \ln \left[\frac{m_p e^{5/2}}{\rho} \left(\frac{m_p k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \right] + \frac{4}{3} \frac{P_r}{(k_B T) \rho / m_p} = \\ &= 2 \ln \left[\frac{(kT)^{3/2} / \rho}{(kT_0)^{3/2} / \rho_0} \right] + \frac{4}{3} \frac{P_r}{k_B T \rho / m_p}, \end{aligned}$$

которая, будучи выбранной постоянной в начальных данных, будет меняться благодаря ударным волнам, вязкости и потерям энергии на излучение.

Вместо физической молекулярной вязкости протонов [14, 15] $\eta_m = 3.92 \sqrt{m_p} \frac{3k_B (k_B T)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi} \lambda e^4}$, где куло-

новский логарифм $\lambda = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{(k_B T)^3}{8e^6 n} \right]$, $n_e = n_i = \rho / m_p$,

принято использовать много бóльшую турбулентную вязкость [16],

$$\eta_t = 0.1 \rho c_s \Delta_r, \quad (10)$$

где скорость звука $c_s = \sqrt{\Gamma P / \rho}$ с размерным коэффициентом характерной длины, равным характерной толщине переходной области, например, толщине диска $\Delta_r = 10^2$ см. Для $\rho = 1$ г/см³ и $T = 10^8$ К имеем молекулярную вязкость $\eta_m = 3.6 \times 10^4$ г/(см с) (кулоновский логарифм $\lambda = 18$) на много порядков меньше турбулентной $\eta_t = 6.1 \times 10^9$ г/(см с) (для $\Delta_r = 10^2$ см). В представленных ниже расчетах мы для уменьшения времени расчета перехода из одного квазистационарного состояния в новое квазистационарное состояние при учете вязкости выбирали длину порядка 10^2 см, но это не столь важно, т. к. процесс установления квазистационарного решения медленный, происходит за много оборотов диска. Тензор турбулентной вязкости $\eta \Delta v / \Delta r = 0.1 \rho c_s \Delta_r \cdot (\Delta v / \Delta r)$ должен быть меньше величины давления $P \sim \rho c_s^2$ [17, 18]. Это заведомо выполняется, т. к. область размытия угловой скорости из-за вязкости получается больше Δ_r . Строго говоря, многомерная модель должна обосновать применение турбулентной вязкости вместо молекулярной, т. е. указывать на турбулизацию течения, на отличие его от ламинарного, получаемого в одномерных моделях.

В некоторых 2D расчетах эволюции диска с монотонно спадающим профилем плотности наружу мы также учли диффузию излучения

$$\begin{aligned} \left(\rho \frac{\partial \varepsilon_\gamma}{\partial t} \right)_{\text{diff}} &= \text{div}(\text{grad}(\rho \varepsilon_\gamma)) = \\ &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r^2}{3\chi} \frac{\partial(\rho \varepsilon_\gamma)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\sin \theta}{3\chi} \frac{\partial(\rho \varepsilon_\gamma)}{\partial \theta} \right). \end{aligned}$$

В расчетах

$$\chi_{i,j} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_T \rho}{m_p} \right)^2 + \left(\frac{\varepsilon_{\text{gas}} + \alpha \varepsilon}{\varepsilon \Delta r_i} \right)^2 + \left(\frac{\varepsilon_{\text{gas}} + \alpha \varepsilon}{\varepsilon r_i \Delta \theta_j} \right)^2},$$

где учитывается только томсоновское рассеяния фотонов на электронах с сечением

$\sigma_T = 8\pi/3(e^2/(m_e c^2))^2$, Δr_i , $\Delta \theta_j$ — интервалы расчетной сетки, а малый коэффициент $\alpha = 0.25$ существенно подавляет поток энергии излучения в прозрачной «вакуумной» области, в которой преобладает энергия излучения $\epsilon_{gas} \ll \epsilon_\gamma$. Принятая одно-температурная модель некорректна в вакуумной области с малой плотностью и преобладанием излучения, однако позволяет построить эффективную одношаговую схему для учета диффузии неявной схемой. В многотемпературном переносе пришлось бы решать отдельные обыкновенные дифференциальные уравнения (ОДУ) для кинетики переноса фотонов с ограничением потоков в малоплотной (вакуумной) области и обмена энергии излучения, расходуя большое количество временных шагов неявной схемы для решения системы ОДУ обмена энергиями между веществом и излучением на один газодинамический шаг. Нелинейная диффузия с ограничением потоков в вакуумной области переходит в перенос энергии излучения по расчетной сетке со световой скоростью, много большей скорости переноса вещества и скорости звука. Даже неявная схема диффузии не позволяет перескакивать через несколько интервалов сетки за один временной шаг из-за требования точности. Условия Куранта временного шага для скорости вещества и скорости звука модифицируется на условие Куранта со скоростью света фотонов плюс много временных шагов на расчет обмена энергиями между веществом и излучением. В данном рассмотрении мы не интересуемся прозрачной областью, однотемпературной модели достаточно.

Граничные условия для выбранной консервативной схемы заключаются в задании потоков. Снаружи расчетной области гладкая (тангенциальная скорость v_τ непрерывна) непроницаемая стенка (нормальная скорость $v_n = 0$), пропускает фотоны (есть поток тепла) при учете их переноса. НЗ имеет пренебрежимо тонкую атмосферу порядка 1 см для нашей задачи и высокую плотность, т. е. принимается за непроницаемую стенку. На НЗ — непротекание и прилипание вещества ($\mathbf{v} = 0$), нет потока фотонов при учете переноса излучения (нет потока тепла).

3. НАЧАЛЬНАЯ КВАЗИРАВНОВЕСНАЯ БАРОТРОПНАЯ МОДЕЛЬ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ЕГО ЭВОЛЮЦИИ В ГАЗОВОЙ ДИНАМИКЕ С УЧЕТОМ ВЯЗКОСТИ И ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим аксиально-симметричное равновесие вращающегося газа. В цилиндрических координатах ($\varpi = r \sin \theta$, $z = r \cos \theta$) условие равновесия (из уравнений движения) есть:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial \varpi} - \frac{v_\phi^2}{\varpi} = g_\varpi = -\frac{\partial \Phi}{\partial \varpi}, \quad (11)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = g_z = -\frac{\partial \Phi}{\partial z}. \quad (12)$$

Если уравнение состояния баротропное, $P = P(\rho)$, то имеем два следствия внутри вращающегося газа:

$$\frac{\partial v_\phi}{\partial z} = 0, \quad (13)$$

угловая скорость есть функция только цилиндрического радиуса $\Omega = \Omega(\varpi)$ и справедливо уравнение Бернулли,

$$H + \Phi + \Psi = C, \quad (14)$$

с постоянной C , энтальпией

$$H = \int \frac{dP}{\rho} = \frac{K \Gamma \rho^{\Gamma-1}}{\Gamma-1} \quad (15)$$

с еще одной постоянной K (т. к. самогравитации диска нет, его плотность при заданном давлении можно масштабировать как угодно), гравитационным потенциалом НЗ, зависящим только от сферического радиуса,

$$\Phi = -\frac{GM_{NS}}{\sqrt{\varpi^2 + z^2}}, \quad (16)$$

и центробежным потенциалом, зависящим только от цилиндрического радиуса

$$\Psi = -\int \Omega^2 \varpi d\varpi.$$

На НЗ для сферического радиуса $r = r_{NS}$ имеем твердую стенку, на экваторе на расстоянии радиуса диска $\varpi = \varpi_d$ газ заканчивается, и пусть на экваторе в области $r_{NS} \leq \varpi \leq \varpi_d$ давление играет небольшую роль в равновесии в сравнении с центробежной силой

$$\Phi + \Psi = \alpha \Phi, \quad (17)$$

где малая постоянная $\alpha \ll 1$ характеризует долю давления газа в поддержании равновесия.

Аналитическое решение

$$H - \frac{GM}{r} + \Psi(\varpi) = \alpha \left(-\frac{GM}{\varpi_d} \right). \quad (18)$$

Область 1: $r_{NS} < \varpi = r \sin \theta < \varpi_d$

$$\Psi(\varpi) = (\alpha - 1)\Phi = (1 - \alpha) \frac{GM}{\varpi}. \quad (19)$$

Область 2: $\varpi = r \sin \theta < r_{\text{NS}}$ отделена от области 1 тонким диском толщиной $\Delta z \approx \sqrt{2\alpha} r_{\text{NS}}$:

$$H = 0 = \frac{GM}{\sqrt{r_{\text{NS}}^2 + \Delta z^2}} - (1 - \alpha) \frac{GM}{r_{\text{NS}}} - \alpha \frac{GM}{\varpi_d}. \quad (20)$$

В области 2 есть граница в виде поверхности НЗ с ненулевым давлением. Условие равновесия для баротропы не применимо. Считая переходную область тонкой, будем строить приближенно стационарное решение в области 2, продлевая центробежный потенциал с постоянной угловой скоростью на поверхность НЗ $r = r_{\text{NS}}$, как на экваторе

$$\Psi(\varpi) = (1 - \alpha) \frac{GM}{r_{\text{NS}}} \frac{3r_{\text{NS}}^2 - \varpi^2}{2r_{\text{NS}}^2}, \quad (21)$$

и используем условие равновесия (18), как в области 1.

Остается выбрать константы: $r_{\text{NS}} = 10^6$ см, $M_{\text{NS}} = 1.4M_{\odot}$, $\varpi_d = 10^7$ см — радиус диска, K постоянная уравнения состояния газа. Используем значение $\alpha = 0.05$, выбранная постоянная $K = 2 \times 10^{18}$ ед. СГС обеспечивает плотность газа ≈ 1 г/см³ на поверхности НЗ. Подчеркнем, что слово «баротропная» относится только к связи распределения плотности и давления в начальной модели с принятой постоянной удельной энтропией. Поскольку в давлении определяющую роль играет излучение, в качестве баротропной модели подходит политропа $n = 3$. С используемым уравнением состояния газа с излучением требуется пересчет температуры, а постоянная в начале удельная энтропия может меняться в ходе эволюции благодаря вязкости и ударным волнам. Наглядное представление о распределении плотности можно увидеть на верхней панели рис. 1, а газодинамические величины в экваториальной плоскости диска и около поверхности НЗ на рис. 2.

1 а)

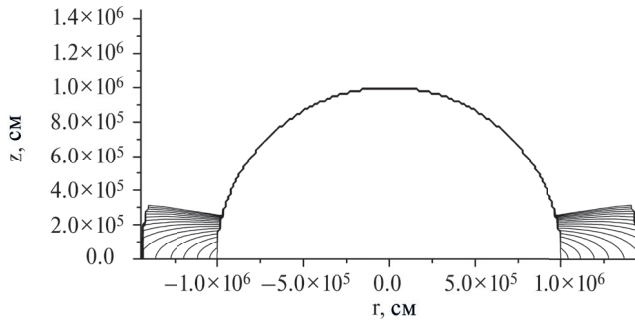
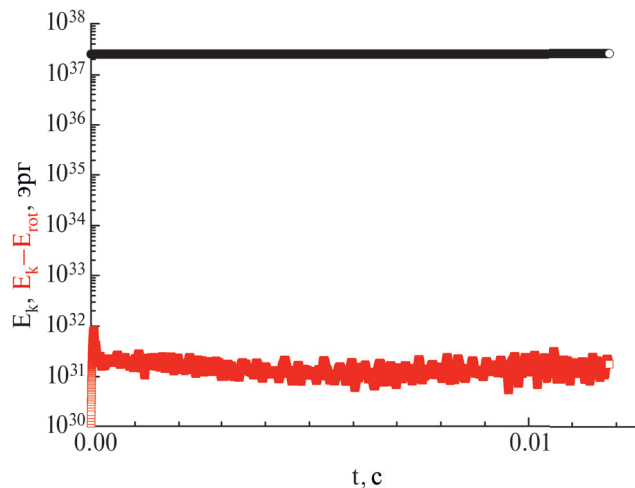
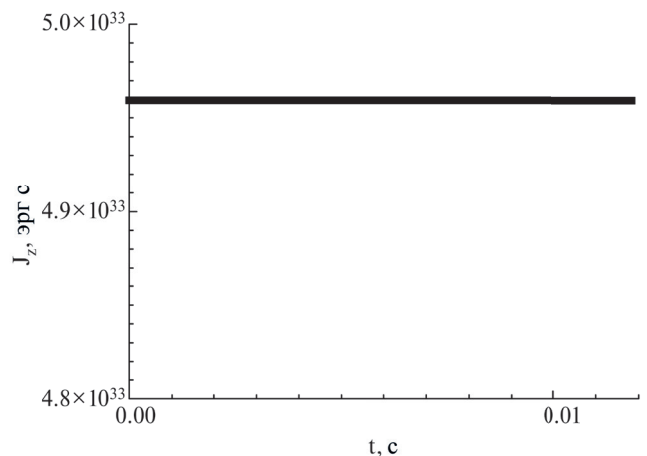


Рис. 1. Верхняя панель: линии уровня плотности в плоскости $y = 0$ ($\phi = 0$) в конце расчетов ($\lg \rho_{\min} = -1.5$, $\lg \rho_{\max} = 0.1$, $\Delta \lg \rho = 0.1$). Вязкость не учитывается. 2D расчеты на сетке 100×300 в области $0 < r - r_{\text{NS}} < 0.05$ ($\varpi_d - r_{\text{NS}}$), $0 < \theta < \pi/2$. Эволюция E_k (черные кружки), $E_k - E_{\text{rot}}$ (красные квадраты) во времени (центральная панель) и сохранение момента импульса J_z (нижняя панель). Схема сквозного счета обеспечивает отличное сохранение момента импульса на протяжении десятков оборотов.

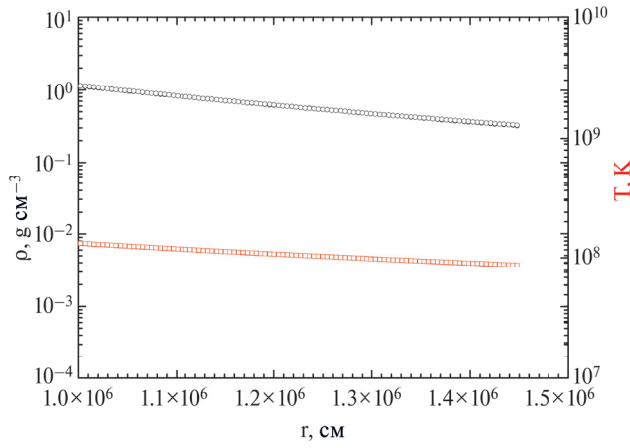
1 б)



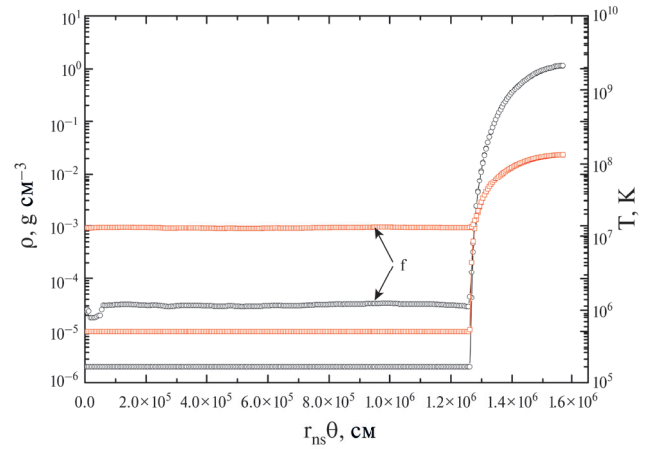
1 в)



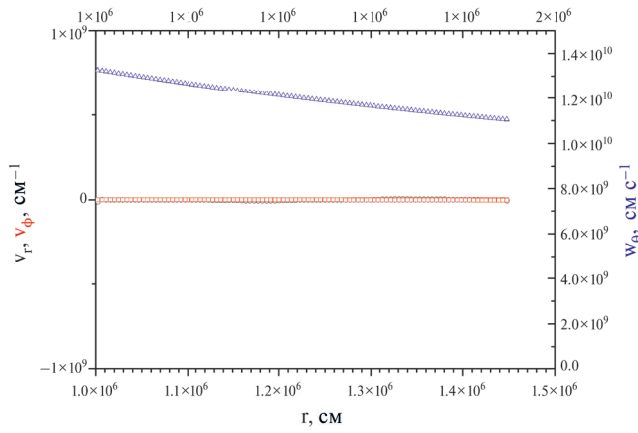
2 a)



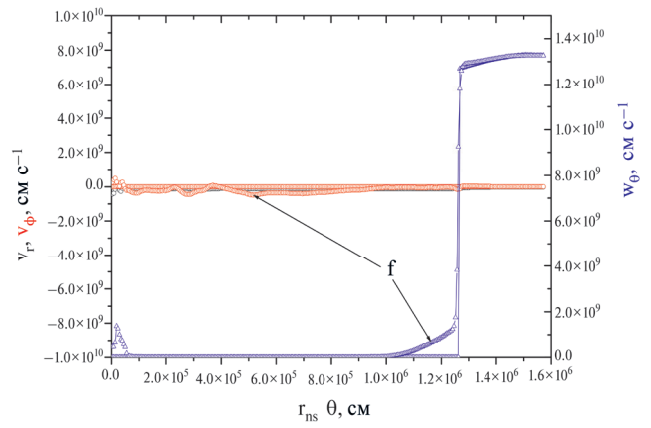
2 b)



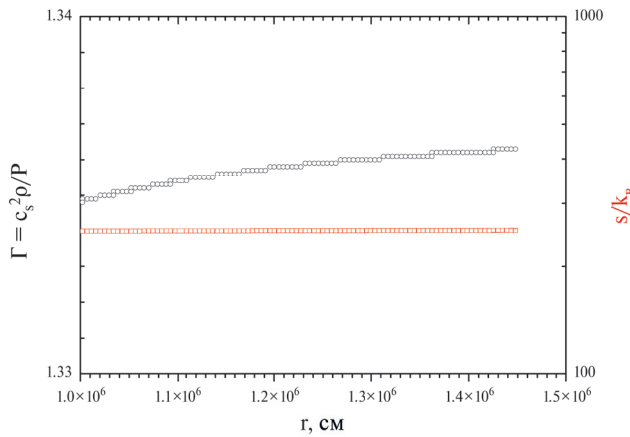
2 c)



2 d)



2 e)



2 f)

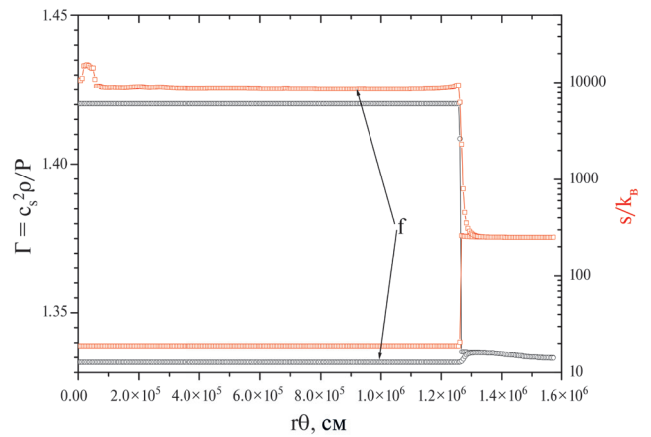


Рис. 2. Профили газодинамических величин в экваториальной плоскости (зависимость от радиуса r) (слева) и на поверхности НЗ (зависимость от расстояния от полюса $r_{\text{NS}}\theta$) в начале и в конце расчетов (помечены буквой f) (справа). Цвет символов (черные кружки и красные квадраты) соответствует цвету газодинамических величины (правая и левая оси ординат). Вязкость не учитывается. Решение остается стационарным десятки оборотов. Искомые величины приписаны к объемам ячеек расчетной сетки. Поэтому угловая скорость на поверхности НЗ означает ее среднее значение в первом интервале по радиусу, граничащем с поверхностью. Параметр адиабаты $\Gamma \approx 4/3$ доказывает доминирование излучения по всему диску.

Для расчетов использована сетка 100×300 для 2D в расчетной области, включающей только часть радиуса диска $0 < r - r_{NS} < 0.05 (\varpi_d - r_{NS})$, в верхней полуплоскости $0 < \theta < \pi/2$.

Прежде всего мы проверили применимость нашей методики сквозного счета на неподвижной сетке для корректного описания задачи. Консервативная схема сохраняет массу, импульс, энергию (при отсутствии гравитации) с машинной точностью, а сохранение полной энергии и, главное, момента импульса с хорошей точностью при большом количестве оборотов — это необходимое условие для применимости схемы для расчетов. Рис. 1 демонстрирует сохранение начальной конфигурации. И кроме того расчет доказывает, что предложенная начальная модель с зависимостью давления от плотности, как у политропы $n = 3$, оказывается точной при отсутствии вязкости. На рис. 2 видно малое размытие начальных профилей по сетке: растекания вещества диска по поверхности НЗ нет (правые рисунки показывают не размытые со временем начальные профили величин на по-

верхности НЗ в зависимости от расстояния от полюса $r_{NS}(\theta)$, только благодаря фоновой плотности по всему объему изменилась плотность на поверхности НЗ в вакуумной области.

Эволюция диска при включении вязкости в 2D представлена на рис. 3, 4. Сетка, такая же, как в расчете без вязкости. Коэффициент турбулентной вязкости (10) выбран равным $\Delta_t = 10^2$ см. Из-за турбулентной вязкости вещество вблизи НЗ тормозится и хорошо нагревается: угловая скорость резко уменьшается около поверхности НЗ, а удельная энтропия резко растет в этой области. И это приводит к следующим очевидным последствиям. Профиль плотности на экваторе становится немонотонным, часть заторможенного вещества растекается по поверхности НЗ, что хорошо видно по правым графикам на рис. 4. Плотность и температура слабо зависят от полярного угла на поверхности НЗ. Угловая скорость исчезает при движении вещества к полюсам. Область с высокой плотностью становится тороидальной, хотя область диска с низкой плотностью утолщается при приближении к поверхности НЗ вдоль

3 а)

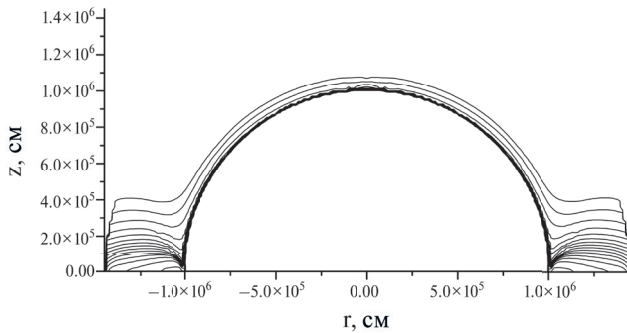
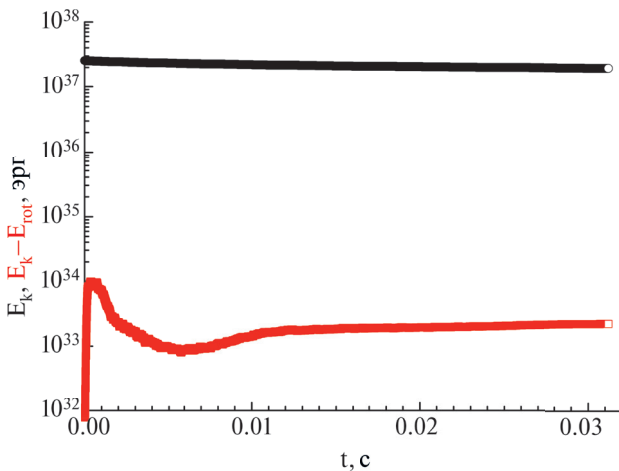
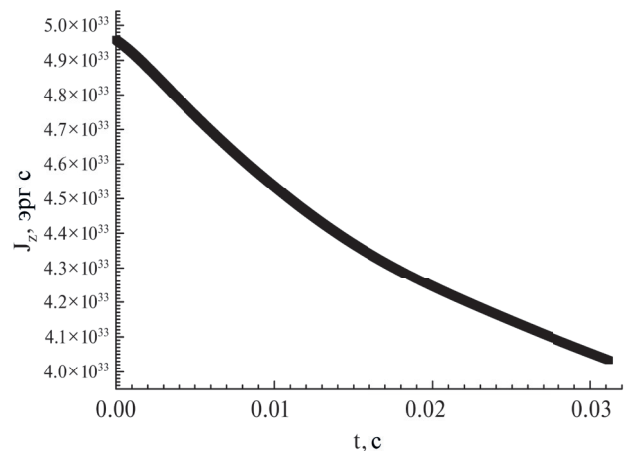


Рис. 3. Верхняя панель: линии уровня плотности в плоскости $y = 0$ ($\phi = 0$) в конце расчетов ($\lg \rho_{\min} = -1.5$, $\lg \rho_{\max} = 0.1$, $\Delta \lg \rho = 0.1$) показывают растекание вещества по поверхности НЗ после торможения и формирование тороидального профиля плотности из-за высокой температуры диска на поверхности звезды. Включены вязкость и теплопроводность (момент времени $t = 31$ мс) в 2D расчетах на сетке 100×300 в области $0 < r - r_{NS} < 0.05 (\varpi_d - r_{NS})$, Эволюция кинетической энергии диска E_k (черные кружки) (в центре), кинетической энергии за вычетом энергии вращения $E_k - E_{\text{rot}}$ (красные квадраты) во времени. Внизу — уменьшение момента импульса J_z благодаря торможению из-за вязкости.

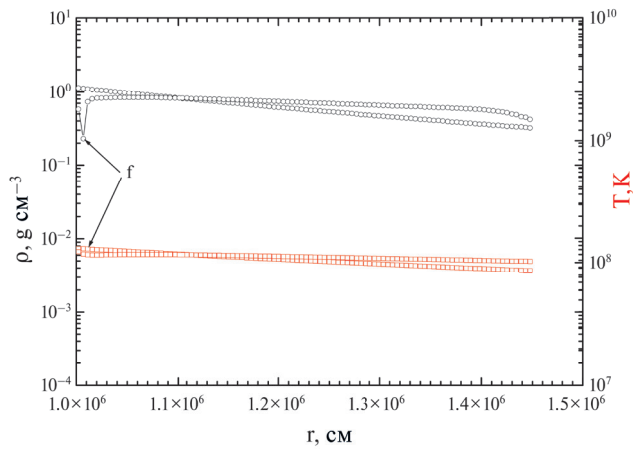
3 б)



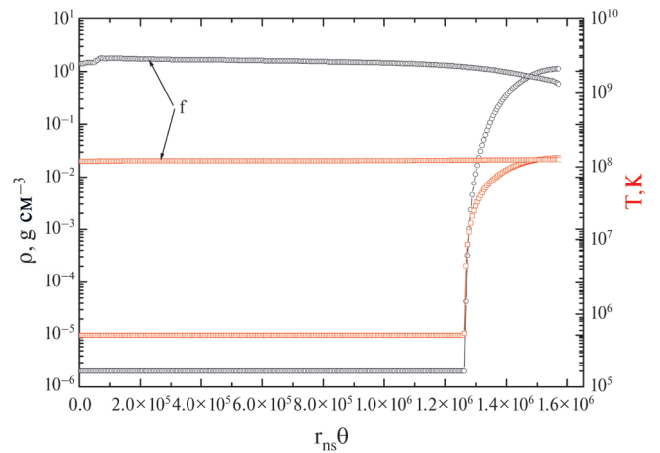
3 в)



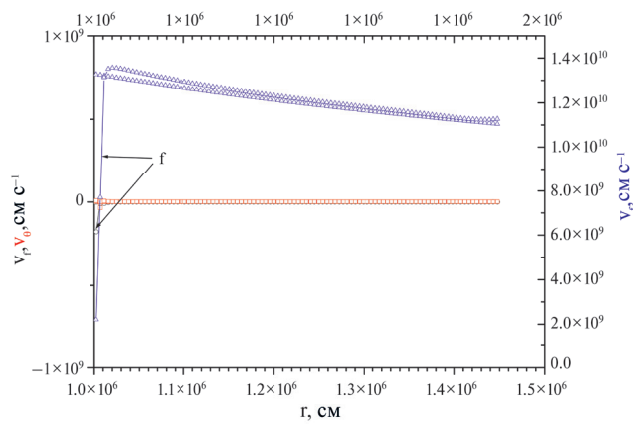
4 a)



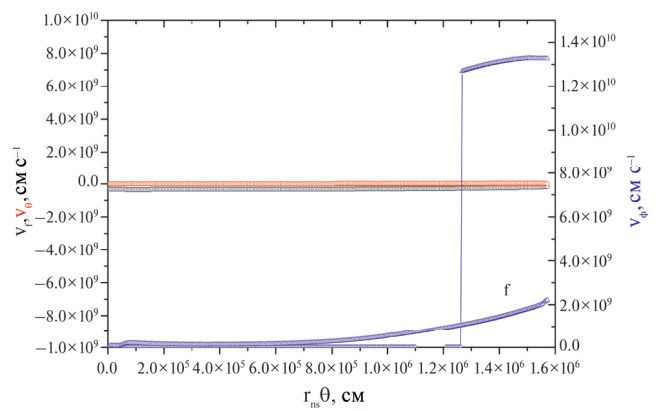
4 b)



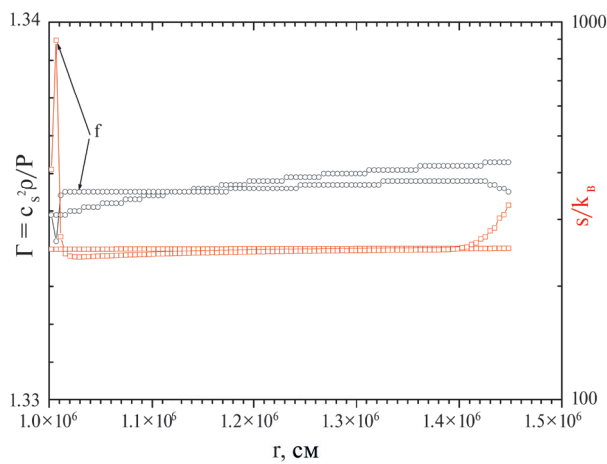
4 c)



4 d)



4 e)



4 f)

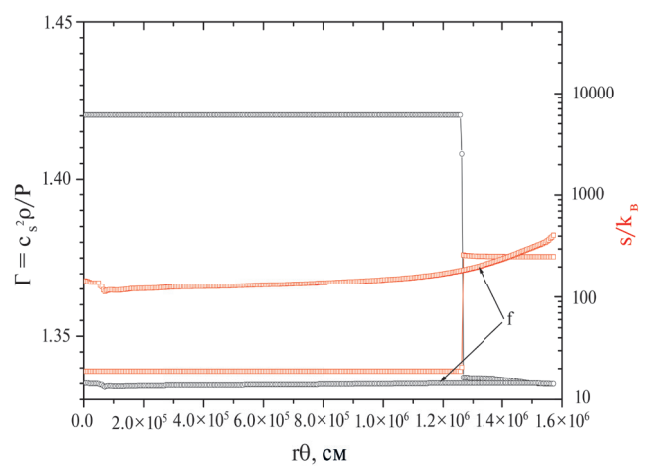


Рис. 4. Профили газодинамических величин (см. рис. 2) в экваториальной плоскости и на поверхности НЗ в начале и в конце расчетов (помечены буквой f). Включены вязкость и теплопроводность. Удельная энтропия на поверхности НЗ примерно постоянная и высокая, хотя немного отстает от максимальной удельной энтропии в малоплотной области на небольшом удалении от экватора в области наибольшего торможения и нагрева.

экватора. Но самая главная проблема — это диффузия непрозрачного излучения из разогретой экваториальной области, препятствующего торможению плотного вещества и продолжению аккреции в том же темпе, как вначале. Потери момента импульса $J_z(t)$ со временем уменьшаются. Хотя мы получили в нашей модели ожидаемый переход из одного квазистационарного состояния в новое квазистационарное распределение с тороидальным распределением плотности, неприятный эффект состоит в исчезновении области, благоприятной для развития сдвиговой неустойчивости. Вблизи поверхности НЗ плотность вещества низкая, его вклад в давление заменило собой излучение. Как показывает изучение аккреции в одномерной постановке в следующем разделе, есть проблема потери момента импульса внешних слоев диска при переходе вещества на более низкую орбиту. 2D расчеты сильно меняют представление о допущениях полуаналитического 2D описания из работы [19], использующую предположения о возникновении неустойчивости с эффективным торможением газа у экватора. Однако полученное однородное распределение плотности, температуры и наличие области торможения угловой скорости в зависимости от полярного угла на поверхности НЗ соответствует ожиданиям. В частности, высокая удельная энтропия и нагретое излучающее вещество образовались в расчетах по всей поверхности НЗ. Кроме торможения по поверхности с малой плотностью еще и ударные волны прошли по разреженному газу на поверхности НЗ.

3D расчеты на сетке $50 \times 100 \times 100$ в области $r_{NS} < r < 0.05(\varpi_d - r_{NS})$, $0 < \theta < \pi/2$, $0 < \phi < 2\pi$ с учетом вязкости без учета теплопроводности продемонстрировали признаки появления мелкомасштабной сдвиговой неустойчивости в области торможения около НЗ только в начальный момент времени. Для развития неустойчивости число Рейнольдса $Re = r_{NS} \Delta r \Omega / (\eta / \rho)$ должно быть равно нескольким сотням. В принципе, можно разрешить появление сдвиговой неустойчивости. При установлении течения область торможения становится широкой, и, главное, в этой области получается малая плотность, давление вещества мало из-за нагрева и перехода внутренней энергии в излучение. И следы неустойчивости по углу ϕ в поздние моменты времени исчезают, решение становится идеально гладким по азимутальному углу. Наша многомерная модель получилась противоречивой. Заложенная в нее турбулентная вязкость приводит к исчезновению условий возникновения турбулентности.

4. 1D АККРЕЦИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КООРДИНАТАХ

Прежде всего необходимо проверить проведенный выше расчет на отсутствие численных артефактов. Для этого рассмотрим тонкий диск, заключенный между гладкими стенками $0 < z < z_{\max} = 1$ см, описываемый уравнениями движения в одномерных цилиндрических координатах с учетом вязкости. Уравнения движения в координатах: цилиндрический радиус (ϖ) и время (t) есть

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial \varpi} \right) + \frac{\partial P}{\partial \varpi} - \rho \Omega^2 \varpi = \rho g_r, \quad (22)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \Omega}{\partial t} + \frac{u}{\varpi} \frac{\partial \varpi^2 \Omega}{\partial \varpi} \right) = \frac{1}{\varpi^3} \frac{\partial}{\partial \varpi} \left(\varpi^3 \eta \frac{\partial \Omega}{\partial \varpi} \right), \quad (23)$$

и уравнение для внутренней энергии

$$\rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon}{\partial \varpi} \right) + P \left(\frac{1}{\varpi} \frac{\partial \varpi u}{\partial \varpi} \right) = \eta \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \varpi} \right)^2. \quad (24)$$

Похожие уравнения использованы в работе [20] для построения полуаналитической модели аккреции тонкого диска на черную дыру. Мы же сохраняем все уравнения газовой динамики.

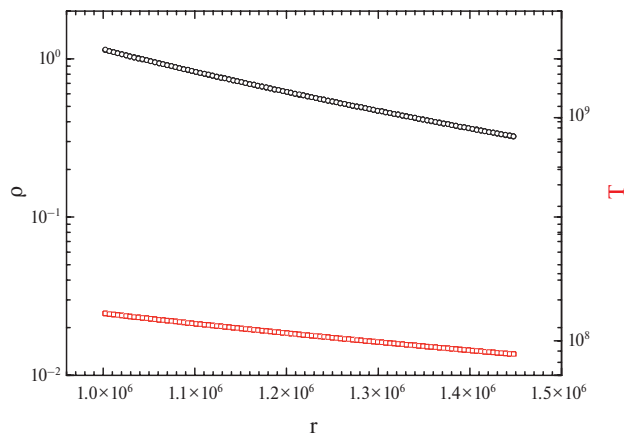
Берем ту же самую начальную модель, что и в предыдущем случае, только для области выше НЗ, $0 < r - r_{NS} < 0.05(\varpi_d - r_{NS})$:

$$\begin{aligned} H &= \alpha \left(\frac{GM}{r} - \frac{GM}{\varpi_d} \right), \\ H &= \frac{K \Gamma \rho^{\Gamma-1}}{\Gamma - 1}, \\ \Gamma &= 4/3, \\ \Omega^2 r &= (1 - \alpha) \frac{GM}{r^2}, \\ \alpha &= 0.05. \end{aligned} \quad (25)$$

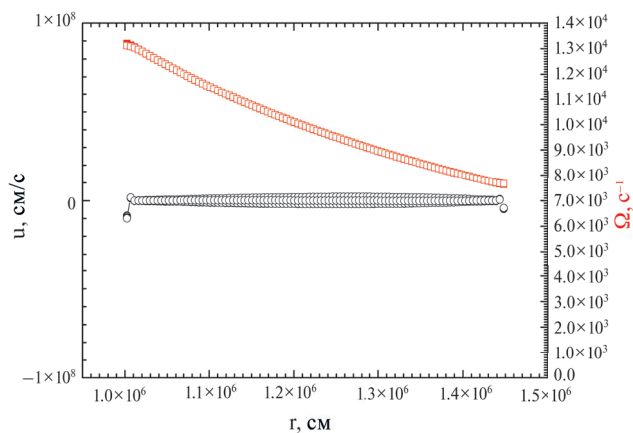
Используется одномерная сетка из 100 интервалов, а характерный масштаб турбулентной вязкости в уравнении (10) выбран в 10 раз ниже предыдущей модели, $\Delta_r = 10$ см.

Рассмотрим два случая. В первом случае, НЗ вращается с угловой скоростью примыкающего вещества диска. Торможение исключается, и можно ожидать решение, слабо меняющееся со временем. Расчет на рис. 5 демонстрирует длительное сохранение со временем стационарной конфигурации, т. к. даже используемая турбулентная вязкость мала, чтобы перестроить решение в области гладкого из-

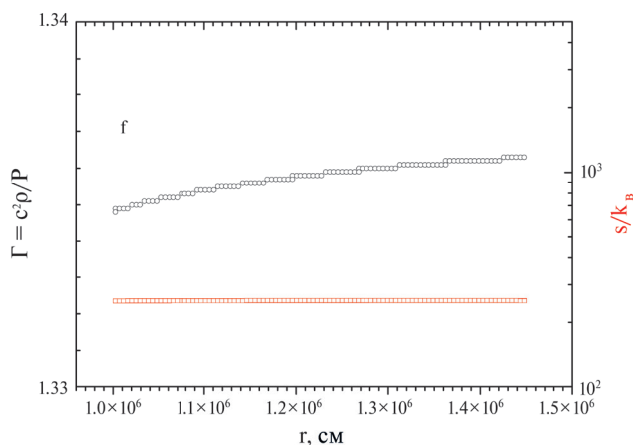
5 a)



5 b)



5 c)



5 d)

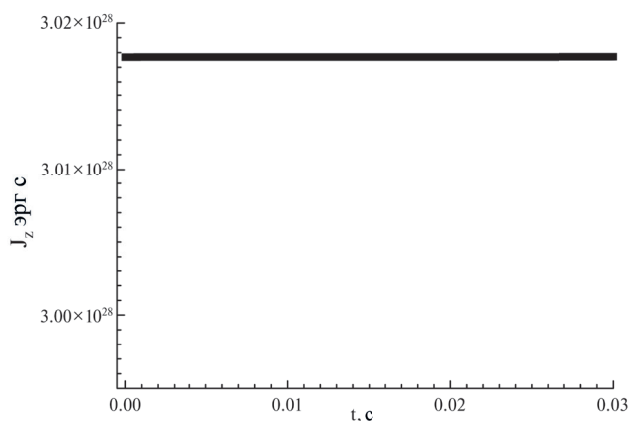


Рис. 5. Профили газодинамических величин в начале и в конце расчетов ($t = 0.054$ с) почти всюду совпадают. Эволюция по времени момента импульса J_z . Вязкость включена, НЗ вращается с угловой скоростью вещества диска ($\partial\Omega / \partial r = 0$ газа на поверхности НЗ), чтобы продемонстрировать сохранение момента импульса при использовании конечно-разностной схемы даже при наличии вязкости.

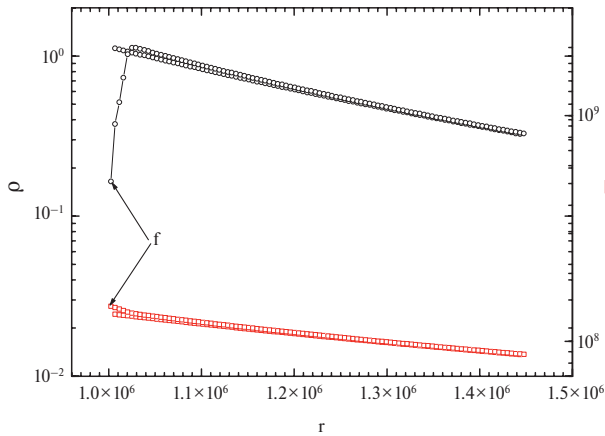
менения угловой скорости после исключения области торможения на НЗ при сохранении полного углового момента импульса. Вероятно, и многомерный расчет с учетом вязкости дал бы такой же замечательный результат при задании вращающейся НЗ на внутренней границе.

В следующем одномерном расчете на рис. 6 мы выбрали медленное торможение вращения НЗ с характерным временем 2 мс с целью проверки возможности мягкой передачи момента импульса из внутренних слоев в НЗ без генерации чрезмерной удельной энтропии. И получили отрицательный результат осуществления подобного сценария. Около поверхности торможение оказывается очень сильным в сравнении с остальной областью газа, энтропия резко увеличивается, вещество со своим

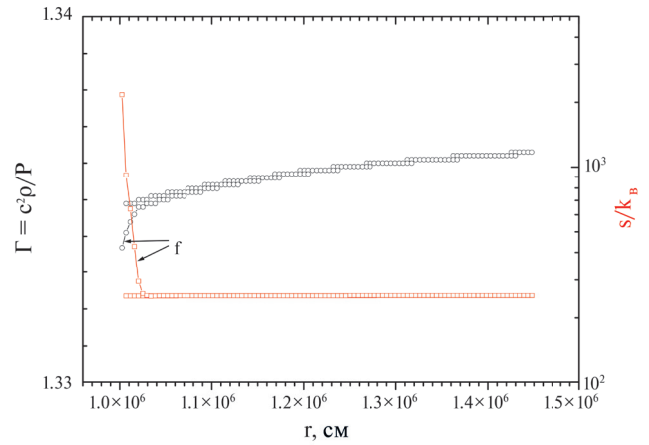
давлением замещается излучением, профиль плотности становится тороидальным, а эффективность потери момента импульса $J_z(t)$ и аккреции со временем снижается, как в многомерном расчете. Только скорость потери момента импульса в начале торможения внутренней границы в течение 2 мс получилась ожидаемо низкой.

Мы также провели исследование аккреции на черную дыру в одномерной модели, заключающейся в свободном движении газа на внутренней границе (граничное условие для радиальной скорости $du / dr = 0$) при достижении им внутренней границы. Проблема потери момента импульса здесь снимается с помощью ухода газа вместе с моментом, а передача момента не нужна. Собственно падение вещества — это второй возможный механизма по-

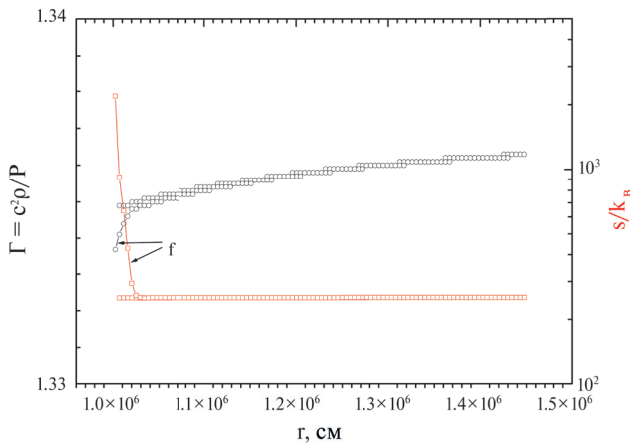
6 a)



6 b)



6 c)



6 d)

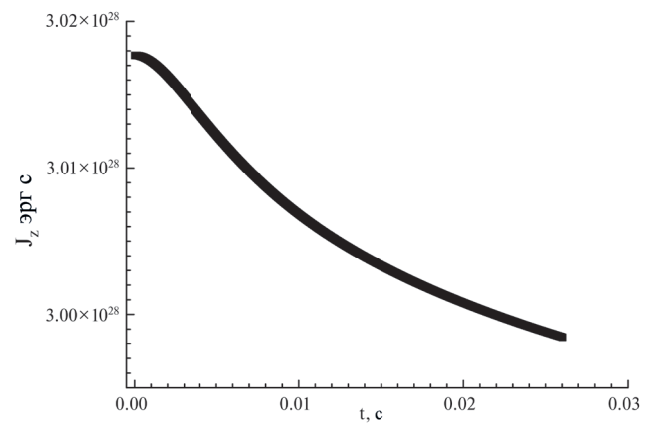


Рис. 6. Профили газодинамических величин в начале и в конце (помечены буквой *f*) расчетов. Потеря момента импульса J_z при трении о поверхность замедляющей НЗ ($\Omega \propto \exp(-t / 2 \text{ мс})$). Вязкость включена. В начале скорость потери импульса мала вследствие отсутствия трения из-за медленного замедления НЗ, в конце расчетов потеря момента импульса снижается из-за дефицита массы, вызванного нагревом вещества. Член работы сил давления $P \text{ div v}$ в уравнении для внутренней энергии дает нагрев, а второй член вязкого нагрева добавок увеличивает удельную энтропию. Медленное торможение НЗ не устранило нагрев газа вблизи ее поверхности и уменьшение плотности в этой области.

тери момента импульса из трех возможных около компактной звезды (третий — взаимодействие магнитных полей [21]). Больших градиентов угловой скорости на границе расчетной области в случае черной дыры нет. Поэтому обоснование турбулентной вязкости в таком случае еще сложнее, а требуемая величина турбулентной вязкости (10) для падения вещества за десятки оборотов газа нужна очень большая, $\Delta_t \gtrsim 10^4$ см в уравнении (10).

Свободное протекание вещества на внутренней границе ($du / dr = 0$) дает возможность задать потоки массы и момента импульса на внешней границе для получения стационарного решения, пригодного

для исследования неустойчивости в многомерной постановке. Оказывается, угловую скорость, равную локальной кеплеровской на внешней границе, задавать нельзя. Стационарное решение получается только при меньшем значении момента импульса втекающего вещества. Это становится понятным из приближенного сохранения момента импульса и законов сохранения энергии жидкой частицы при ее движении к центру:

$$\Omega \varpi^2 \approx \text{const}, \quad (26)$$

$$\frac{(\Omega \varpi)^2}{2} - \frac{GM}{r} + \frac{u^2}{2} = \text{const}. \quad (27)$$

Причина состоит в резком увеличении центробежной силы при уменьшении радиуса по сравнению с гравитацией. Т. о. максимальная угловая скорость на внешней границе (параметры на ней помечены индексом «b») получается зависимой от массы и радиуса аккрецирующей звезды (помечены индексом «s»):

$$\Omega_b^2 \leq \Omega_s^2 \frac{2r_s^2}{r_b^2} \frac{1 - r_s / r_b}{(r_b / r_s)^2 - 1}. \quad (28)$$

Радиальная скорость вещества u при падении к центру сначала ускоряется, а потом, при приближении к поверхности звезды, замедляется. Основная кинетическая энергия переходит в энергию кеплеровского вращения. Особенность такого решения состоит в большей плотности у поверхности звезды в сравнении с рассматриваемыми в данной работе тороидальными распределениями плотности при учете вязкости на рис. 4.

5. 3D ЭВОЛЮЦИЯ ТОРОИДАЛЬНОГО ДИСКА С УЧЕТОМ ВЯЗКОСТИ С ВОЗМУЩЕНИЯМИ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПО АЗИМУТАЛЬНОМУ УГЛУ И ОБРАЗОВАНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕЙ

Поскольку проведенные выше исследования указывают на образование квазиустойчивого состояния в виде тороидального диска вокруг НЗ, то естественным представляется исследовать устойчивость диска в виде тора, касающегося поверхности НЗ. Задается граница тора $Z = Z(\varpi)$. Внутри этой границы [22] по прежнему используется формула Бернулли (14) с константой $C = 0$, центробежный потенциал по прежнему не зависит от высоты, но является сложной функцией цилиндрического радиуса:

$$\Psi = \frac{GM}{\sqrt{\varpi^2 + Z^2(\varpi)}}, \quad (29)$$

а гравитационный потенциал от НЗ (16) зависит только от сферического радиуса и уменьшается при приближении к экватору при неизменном цилиндрическом радиусе ϖ , так что энтальпия H из уравнения Бернулли (14), равная нулю на границе, растет при приближении к экватору. Подобные начальные модели в работе [22] названы равновесной конфигурацией газового облака вблизи гравитирующего центра. Хотя в начальном распределении угловая скорость задана независимой от цилиндрической координаты z , начальная модель не относится

к баротропной, зависимость давления от одного параметра плотности, $P = P(\rho)$ утрачена. Это просто равновесная аксиально симметричная конфигурация с постоянным угловой скоростью по координате z с давлением, определяемым границей газа. Нетривиальный результат работы [22] заключается в том, что равновесные конфигурации с произвольной границей газа вокруг гравитирующего центра существуют.

С математической точки зрения модель подходит для исследования эволюции и соответствует новому квазиустойчивому состоянию из проведенных выше расчетов. Удельная энтропия для нашего уравнения состояния с излучением не является постоянной и сильно растет с приближением к НЗ, близко к результату об эволюции равновесной 2D модели аккреции, проведенной выше. Расчет проводился на сетке $50 \times 200 \times 100$ в области $r_{NS} < r < r_{NS} + 2r_{tor}$, $0 < \theta < \pi / 2$, $0 < \phi < 2\pi$. Область газа в точности тор с радиусом $r_{tor} = 0.1r_{NS}$, касается НЗ по линии экватора. Можем по прежнему задавать связь между энтальпией и плотностью, как для политропы $n = 3$ ($\Gamma = 1 + 1/n$ в уравнении для энтальпии (15)). Константу в энтальпии можно выбрать равной

$$K = \frac{(\Gamma - 1)GM_{NS}}{\Gamma} \left(\frac{1}{r_{NS} + r_{tor}} - \frac{1}{\sqrt{(r_{NS} + r_{tor})^2 + r_{tor}^2}} \right), \quad (30)$$

чтобы получить в центре тора ($\varpi = 2r_{NS}$, $z = 0$) плотность 1 г/см^3 .

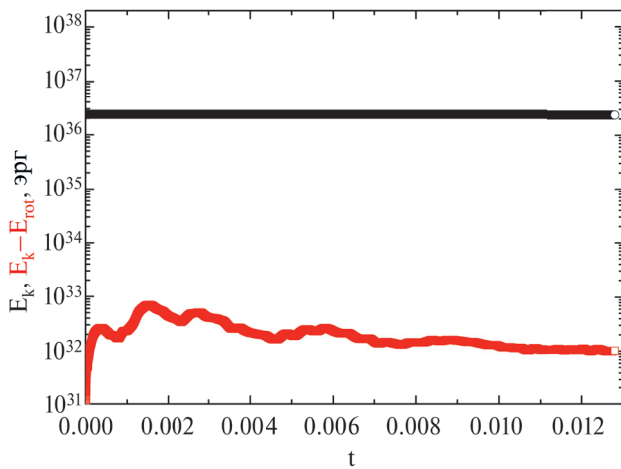
Исследование эволюции аксиально симметричного тороидального распределения плотности без задания возмущений не выявляет роста мелкомасштабных возмущений при численном счете. Обычно при исследовании неустойчивостей достаточно малых случайных затравок возмущений, включая ошибки округления при численном счете. В эволюции проявляется наиболее быстрорастущая мода, т. к. рост малых возмущений на линейной стадии экспоненциальный по времени. Однако, из-за отсутствия качественного результата объяснения сдвиговой мелкомасштабной неустойчивости было принято решение повторить расчеты [4, 5] с конечным возмущением угловой скорости в узком Δr_i тонком $\Delta \theta_j$ кольце в центре тора вблизи его экваториальной плоскости теперь уже с учетом вязкости, которая ожидаемо должна приводить к затуханию возмущений. Естественно, с реальным табличным уравнением состояния газа и излучения. Природа крупномасштабных возмущений может быть связана с действием приливных сил. Тороидальное распределение массы выглядит более реалистичным объектом

исследования, т. к. торможение диска начинается с малой площади фактически по линии экватора.

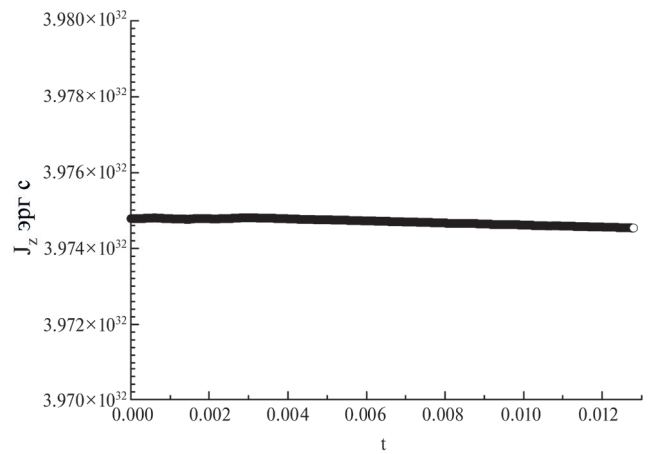
На рис. 7 представлены результаты эволюции трехмерной газодинамической модели без учета вязкости и заданием в начале расчетов возмущений угловой скорости v_ϕ по координате ϕ в узком тонком кольце вблизи центра тора, в районе максимума распределение плотности и давления газа: $\Omega(r_0, \theta_0, \phi) = (1 + 0.2\cos(4\phi))\Omega(r_0, \theta_0)$ в узком интервале расчетной сетки $\Delta r, \Delta\theta$ области вблизи максимума распределения плотности ($r_0 = 0.5(r_{NS} + r_{\max})$,

$\theta_0 = \pi/2$). Несмотря на наличие вязкости, крупномасштабные возмущения сохраняются по времени, кинетическая энергия этих возмущений $E_k - E_{\text{rot}}$ оказывается на порядок выше, чем в расчете без возмущений по углу ϕ . Представленный расчет с учетом вязкости и с меньшим количеством возмущений по азимутальному углу ϕ неожиданно повторил старые расчеты без вязкости [4, 5]. Объяснение этого простое: возмущение занимает основную массу вещества, в которой роль вязкого тензора мала в силу малого градиента угловой скорости,

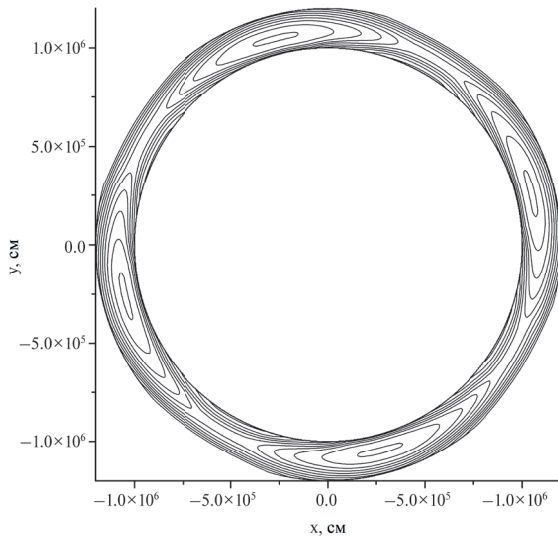
7 а)



7 б)



7 в)



7 д)

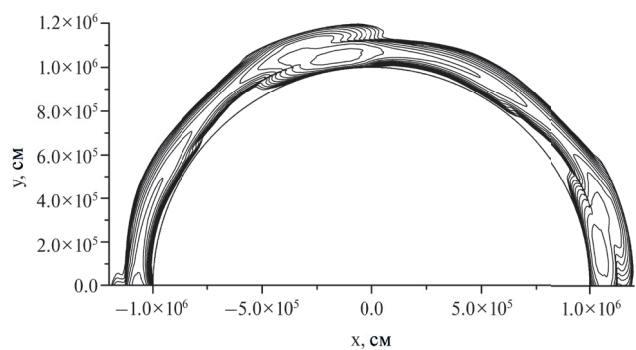


Рис. 7. Верхняя панель: эволюция кинетической энергии тороидального диска E_k (черные кружки), кинетической энергии за вычетом энергии вращения $E_k - E_{\text{rot}}$ (красные квадраты) во времени и момента импульса J_z без учета вязкости с азимутальными возмущениями, линии уровня логарифма плотности в экваториальной плоскости в момент времени $t = 12.7$ мс ($\lg \rho_{\min} = -1$, $\lg \rho_{\max} = 0.1$, $\Delta \lg \rho = 0.1$). Введены возмущения угловой скорости по азимутальному углу. Нижняя панель: линии уровня логарифма плотности в расчетах на подробной сетке $80 \times 200 \times 100$ в момент времени $t = 1.50$ мс, демонстрируется возникновение крупномасштабной турбулентности.

а торможение за счет вязких сил происходит на поверхности НЗ, где масса мала, и процесс торможения и потери момента импульса, происходящий с малой массой, мало влияет на вихревую структуру.

Малые потери по времени момента импульса $J_z(t)$ в расчете без учета вязкости связаны с проявлением небольшой численной диффузии. Строго говоря, это артефакт, т. к. в соответствии с законами сохранения, момент импульса должен передаваться только НЗ на ее поверхности обязательно при наличии вязкости. Качественно схемная диффузия даже без учета вязкости дает правильное описание, т. к. максимальный градиент угловой скорости и максимальная численная диффузия происходит на поверхности звезды. Расчет на сетке $50 \times 200 \times 100$ сохраняет возмущение по углу ϕ со временем, а более подробная сетка $80 \times 200 \times 100$ указывает на развитие крупномасштабной конвекции. Результат без вязкости подтверждает выводы работы [4, 5] о наличии крупномасштабной конвекции с меньшим числом азимутальных возмущений по азимутальному углу.

Рис. 8 содержит результат 3D расчетов с учетом вязкости, параметр $\Delta_t = 10^2$ см в турбулентной вязкости (10). Поскольку вязкость работает только в области большого градиента угловой скорости у поверхности НЗ, а в остальной области ее роль мала, на развитие крупномасштабной неустойчивости вязкость не влияет. Уменьшение момента импульса J_z в области торможения из-за трения газа о НЗ введение азимутальных возмущений угловой скорости много-

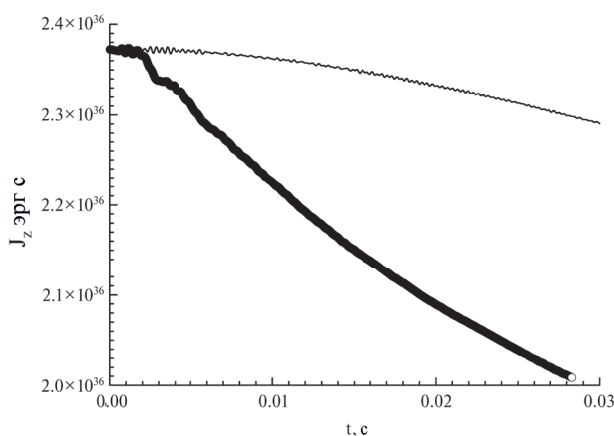


Рис. 8. Уменьшение момента импульса J_z благодаря торможению из-за вязкости без возмущений (тонкая сплошная линия) и при наличии азимутальных возмущений (кружки). Крупномасштабная конвекция приводит к усилению торможения и эффекту повышения вязкости. Учтена вязкость в 3D расчетах.

кратно усилили. Эффект проявляет себя, когда развитие возмущений достигает поверхности НЗ. В начальный момент времени обе кривые совпадают. Крупномасштабная конвекция приводит к усилению торможения и эффекту повышения вязкости. НЗ считается массивной и только ее поверхность тормозит диск (7), а все, что есть внутри диска, при любой вязкости суммарный момент импульса не меняет. И если заявлено, что крупномасштабная конвекция перераспределяет момент импульса диска в расчетах [4, 5], то о потере момента импульса, т. е. о торможении вращения в старых расчетах без рассмотрения вязкости, говорить сложно. Из-за неустойчивости и из-за трения слоев с разной угловой скоростью внутри вещества диска момент только перераспределяется. Данный рис. 4 наглядно показывает, что крупномасштабное возмущение существенно усиливает заложенный в расчеты коэффициент вязкости. Крупномасштабные возмущения обеспечивают перестройку орбит вещества диска и, вероятно, увеличивая плотность вещества у поверхности НЗ, обеспечивают переход от режима левитации вещества к режиму терки НЗ, эффективность которой повышается при подаче массы к поверхности НЗ.

Интересно отметить, что в небольшой серии проведенных расчетов мы приходим к повторению выводов авторов работы [6] о недостаточной эффективности сценариев роста вязкости в аккреционных дисках, кроме как «прецессионной волны плотности», возбуждаемой приливным взаимодействием.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы попытались в рамках многомерной газовой динамики с учетом вязкости получить обоснование введения турбулентной вязкости для описания аккреции на НЗ из первопринципов, рассматривая две равновесные модели.

1. Разностная схема сквозного счета на неподвижной сетке (без выделения области диска) высокого порядка точности для табличного уравнения состояния продемонстрировала хорошую консервативность. Без диссипации стационарная конфигурация остается стационарной и не теряет момент импульса из-за численной вязкости десятки оборотов.

2. Квазистационарная начальная модель диска с монотонно спадающим профилем плотности по цилиндрическому радиусу при учете «турбулентной» вязкости переходит в новое квазистационарное состояние с тороидальным распределением плотности, растеканием вещества по поверхности НЗ и образованием подобия тонкой шейки плотности около НЗ, предсказанной в аналитической 2D модели

аккреции с радиационным доминированием [19, 23]. При этом развитие сдвиговой неустойчивости по азимуту в 3D может проявиться только в начальный момент, пока имеется большая плотность у поверхности НЗ. Вопрос обеспечения высокой плотности вещества у поверхности НЗ за счет потока массы вещества или потерь энергии на излучение мы бы не стали считать закрытым. Однако даже плавное включение торможения на поверхности НЗ в 1D цилиндрической модели дало отрицательный результат получения высокой плотности в экваториальной плоскости у поверхности НЗ.

3. Далее исследовалась эволюция начального тороидального распределения плотности с произвольной границей. В таком распределении плотность у поверхности НЗ оказывается малой, и сдвиговая неустойчивость не проявляется. Обоснование перехода к турбулентной вязкости из первопринципов остается под вопросом. Однако мы решили проверить формирование крупномасштабных вихревых структур с помощью возмущений угловой скорости в малой области с большой плотностью теперь уже в схеме, имеющей возможность включать вязкость, в отличие от старых расчетов. Подтвердился вывод о сохранении таких крупномасштабных структур возмущения. Более того, потери момента импульса благодаря вязкости такие крупномасштабные возмущения ускорили. Т. о. демонстрацию эффекта увеличения физической вязкости можно считать выполненной без привлечения дополнительных предположений.

4. Класс решений со свободным протеканием вещества на поверхности звезды (на внутренней границе расчетной области) и заданием потока массы и момента импульса на внешней границе может сохранить большую плотность на поверхности звезды даже при учете торможения тангенциальной скорости на поверхности НЗ. Для такого решения можно исследовать мелкомасштабную сдвиговую неустойчивость предложенным численным методом. Однако выход на стационарное решение возможен при скорости вращения падающего вещества заведомо меньшей местной скорости Кеплера (см. формулу (28)).

БЛАГОДАРНОСТИ

В заключении авторы выражают благодарность за стимулирование работы об аккреции и критические замечания Г. С. Бисноватого-Когана, благодаря которым проведено детальное исследование аккреции в одномерном случае в цилиндрических координатах. Авторы благодарят анонимного рецензента за сделанные замечания к рукописи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Авторы благодарят Российский научный фонд за финансовую поддержку по проекту 20-11-20165-П.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *K. Nomoto and M. Hashimoto*, Phys. Rep. 163(1–3), 13 (1988).
2. *S. L. Shapiro and S. A. Teukolsky*, Black holes, white dwarfs, and neutron stars. The physics of compact objects (New York: Wiley, 1983).
3. *L. D. Landau and E. M. Lifshitz*, Statistical physics (Oxford: Pergamon Press, 1980).
4. *Y. P. Velikhov, A. Y. Lugovsky, S. I. Mukhin, Y. P. Popov, and V. M. Chechetkin*, Astron. Rep. 51(2), 154 (2007).
5. *A. Y. Lugovskii and V. M. Chechetkin*, Astron. Rep. 56(2), 96 (2012).
6. *E. P. Kurbatov, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaygorodov*, Physics Uspekhi 57(8), 787 (2014), arXiv:1409.8492 [astro-ph.SR].
7. *P. Colella and P. R. Woodward*, J. Comput. Phys. 54, 174 (1984).
8. *L. D. Landau and E. M. Lifshits*, Fluid Mechanics. Course of Theoretical Physics (New York: Pergamon, 1987).
9. *P. K. Raschewski*, Riemannsche Geometrie und Tensoranalysis (Frankfurt am Main: Verlag Harri Deutsch, 1995), 2nd ed.
10. *G. V. Vereshchagin and A. G. Aksenov*, Relativistic Kinetic Theory (Cambridge University Press, 2017).
11. *A. G. Aksenov and V. M. Chechetkin*, The Physics of Supernovae and Their Mathematical Models (World Scientific Publishing Company, 2024).
12. *P. Colella and H. M. Glaz*, J. Comput. Phys. 59, 264 (1985).
13. *A. G. Aksenov*, Comp. Math. and Math. Physics 55(10), 1752 (2015).
14. *V. D. Shafranov*, Reviews of Plasma Physics. Vol. 3, edited by M. A. Leontovich (New York: Published by Consultants Bureau, 1967), p. 1.
15. *A. G. Aksenov, V. F. Tishkin, and V. M. Chechetkin*, Math. Models Computer Simulations 11, 360 (2019).
16. *G. S. Bisnovatyi-Kogan and R. V. E. Lovelace*, New Astron. Rev. 45, 663 (2002), arXiv:astro-ph/0207625.
17. *N. I. Shakura*, Soviet Astron. 16(4), 756 (1973).
18. *N. I. Shakura and R. A. Sunyaev*, Astron. and Astrophys. 24, 337 (1973).
19. *N. A. Inogamov and R. A. Sunyaev*, Astron. Letters 25(5), 269 (1999), arXiv:astro-ph/9904333.
20. *Y. V. Artemova, G. S. Bisnovatyi-Kogan, I. V. Igumenshchev, and I. D. Novikov*, 637, 968 (2006), arXiv:astro-ph/0410249.
21. *P. Ghosh and F. K. Lamb*, 234, 296 (1979).
22. *M. V. Abakumov, S. I. Mukhin, Y. P. Popov, and V. M. Chechetkin*, Astron. Rep. 40(5), 366 (1996).
23. *M. R. Gilfanov and R. A. Sunyaev*, Physics Uspekhi 57, 377 (2014).

GAS-DYNAMICAL MODEL OF ACCRETION ON A NEUTRON STAR WITH VISCOSITY AND THE INFLUENCE OF LARGE-SCALE VORTICES ON THE TRANSMISSION OF ANGULAR MOMENTUM

A. G. Aksenov^a, V. M. Chechetkin^{a,b}

^aInstitute of Design Automation of the Russian Academy Sciences, Moscow, Russia

^bKeldysh Institute of Applied Mathematics of the Russian Academy Sciences, Moscow, Russia

**E-mail: aksenov@fastmail.fm*

The work is devoted to the construction of a gas-dynamic model of the accretion disk around a neutron star (NS). The developed multidimensional code is used to study the stability of stationary axially symmetrical models by carry out of evolutionary calculations in 3D taking into account viscosity, as well as taking into account the diffusion of radiation in 2D. It is shown that an arbitrary stationary axially symmetrical disk with a monotonic decrease in density with a cylindrical radius transforms, due to viscosity, braking and spreading of matter along the NS, into a new quasi-stationary toroidal configuration. The stability study of the stationary toroidal configuration confirmed the formation of large-scale vortex structures at the initial periodic disturbance of angular velocity in azimuth, now taking into account the “turbulent” viscosity. It turned out that the presence of large-scale structures leads to an acceleration of braking, i. e. an effective increase in viscosity.

Keywords: neutron star, accretion disk, gamma ray burst, conservative finite difference scheme.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАЗЕРОВ H_2O И ОН В ОБЛАСТИ ФОРМИРОВАНИЯ МОЛОДОГО ЗВЕЗДНОГО ОБЪЕКТА ВЫСОКОЙ МАССЫ (S255 NIRS 3)

© 2024 г. Н. Т. Ашимбаева¹, Е. Е. Лехт^{1,*}, В. В. Краснов², В. Р. Шутенков³

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, Москва, Россия

²Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

³Пуцинская радиоастрономическая обсерватория,
Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Пушкино, Россия

*E-mail: lekht@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 14.02.2024 г.

После доработки 27.03.2024 г.

Принята в печать 23.04.2024 г.

Приведены результаты исследования области звездообразования S255 IR, где формируется молодая звезда большой массы ($20M_{\odot}$). Наблюдения в H_2O выполнены на РТ-22 в Пушкино, а в линиях ОН — на Большом радиотелескопе в Нансэ (Франция). Данные наблюдений в линии H_2O на длине волны 1.35 см были использованы за период 2017–2023 гг. Наши наблюдения в H_2O показали существование сильных вспышек, особенно в 2023 г. Наблюдался также дрейф излучения по лучевой скорости для большинства спектральных деталей и преимущественно в сторону уменьшения лучевой скорости. В линиях ОН 18 см в 2008 г. излучение не было обнаружено. Мы наблюдали излучение ОН в главных линиях 1665 и 1667 МГц в 2015, 2023 и 2024 гг. Структуры спектров, степени круговой и линейной поляризаций сильно различались в эти эпохи. Однако, при этом векторы поперечного магнитного поля имели преимущественно два направления: $\sim \pm(30^\circ - 40^\circ)$ относительно вертикали, т. е. почти перпендикулярно джету или вдоль него. Зеемановское расщепление было обнаружено только в линии 1667 МГц для одной пары деталей: 2.26 и 2.37 км/с. Величине расщепления 0.11 км/с соответствует значение продольного магнитного поля 0.31 мГс; поле направлено к наблюдателю. Предполагается, что появление мазерного излучения ОН в 2015 г. связано со вспышкой аккреции. Существенные изменения структуры спектров ОН, их степени поляризации и очень сильные вспышки мазера H_2O в 2023 г. могут быть связаны с новой возможной вспышкой аккреции в S255 IR.

Ключевые слова: звездообразование; мазеры H_2O и ОН; молекулярные облака и биполярные потоки; магнитные поля; индивидуальные объекты (S255 IR).

DOI: 10.31857/S0004629924050034 EDN: JNXITV

1. ВВЕДЕНИЕ

S255 IR это компактная область активного звездообразования, расположенная на расстоянии 1.78 кпк от Солнца [1]. В настоящее время данное значение расстояния считается наиболее предпочтительным. В этой области наблюдались восемь объектов НН (Хербига-Аро), два высокоскоростных молекулярных выброса (джета) и многочисленные источники инфракрасного излучения. Ближайшая к S255 IR ультракомпактная область Н II G192.58P 0.04 [2], ассоциируемая с одним из молекулярных выбросов [3], находится севернее S255 IR на расстоянии $64''$ от нее.

Мазер в линии H_2O на 22 ГГц в источнике S255 был открыт Ло и Берком [4] в 1973 г. Мазер расположен в комплексе S255 IR, который находится между

двумя областями S255 и S257, являющимися протяженными источниками радиоизлучения с непрерывным спектром.

Мазер в линии ОН был открыт в 1971 г. Тернером [5]. Эванс и др. [6] на частоте 1665 ГГц измерили положение источника, но так как поток был очень слабым (зарегистрирован только в одном канале), было сделано сопоставление с мазером H_2O и соответствующим сильным инфракрасным источником. Но с тех пор излучение в линиях гидроксила в этом объекте не наблюдалось как в линии 18 см [7], так и в линии 5 см [8].

В направлении S255 IR имеются два мазера метанола I и II класса, которые обнаружили соответственно Хачик и др. [9] и Ментен [10]. Дело в том,

что CH_3OH -мазеры обоих типов находятся в областях звездообразования. Но если метанольные мазеры II класса совпадают по положению с мазерами OH, H_2O и ультракомпактными областями H II, то мазеры I класса не ассоциируются с какими-либо известными объектами, хотя и расположены в окрестностях областей звездообразования вблизи границ плотных газопылевых облаков. Мазеры II класса часто располагаются в высокоскоростных потоках вещества вдоль прямых линий или на дугах. Было высказано предположение, что они возникают в протопланетных дисках [11].

Большой интерес представляют области звездообразования, в которых имеются массивные молодые звездные объекты с $M_* > 8M_\odot$, и светимостью $L_* > 5 \times 10^3 L_\odot$. К числу таких объектов относится область звездообразования S255 IR, масса центральной звезды в которой составляет около $20M_\odot$ [12]. Интерес вызван тем, что в таких областях происходит внезапное увеличение излучения в континууме в широком диапазоне длин волн, от радио до инфракрасного излучения.

В последние несколько лет произошли открытия ярких вспышек аккреции в таких массивных молодых звездных объектах, как, например, в S255 IR, NGC 6334 I, G358.931–0.030, G24.33+0.14 [2]. Именно эти события сопровождались вспышками мазерного излучения, а также вспышками излучения в радио — в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн. Например, в направлении массивного молодого звездного объекта в S255 IR в ноябре 2015 г. наблюдалась значительная вспышка в линии метанольного мазера на частоте 6.7 ГГц [13], которая объясняется увеличением светимости аккреции в середине июня 2015 г. [12].

В S255 IR впервые обнаружено протяженное мазерное излучение H_2O (>1700 а. е.) [14]. Причем, мазерное излучение как компактных областей, так и протяженных имеют сходные изменения потока со временем. Авторы считают, что для этих областей имеется общий механизм возбуждения — радиационное возбуждение из-за комбинированного эффекта ИК-вспышки и расширяющейся струи. Проведенный с 1981 по 2000 г. мониторинг мазера H_2O показал, что переменность интегрального потока имеет циклический характер [15].

Настоящая работа посвящена исследованию вспышек в период 2017–2023 гг. Полный каталог спектров и результаты их анализа будут опубликованы в нашей последующей работе по S255 IR. Временной интервал 2017–2023 гг. в настоящей работе

был выбран по двум причинам. Во-первых, в какой-то степени наши исследования являются ответом на поставленные в [14] вопросы (например, причина отсутствия внезапного и сильного увеличения интенсивности мазера H_2O после вспышки аккреции в 2015 г.). Во-вторых, в этот период имел место существенный рост интегрального потока и происходили самые сильные вспышки мазерного излучения водяного пара за все время нашего мониторинга этого источника. Мы не приводим здесь данные нашего мониторинга за 2015–2016 гг., потому что спектры за этот период были опубликованы в работе Хирото и др. [14]. В анонсируемой работе все спектры будут приведены.

2. АППАРАТУРА И НАБЛЮДЕНИЯ

Мониторинг мазерного источника H_2O в S255 IR в линии 1.35 см проводится нами на 22-м радиотелескопе в ПРАО с конца 1981 г. Координаты источника составляют: $\alpha_{(2000)} = 6^{\text{h}}12^{\text{m}}54^{\text{s}}$, $\delta_{(2000)} = +17^\circ59'23''$. Результаты наблюдений с 1981 по 2000 г. были опубликованы в работе Пашенко и др. [15].

Ширина диаграммы направленности радиотелескопа на волне 1.35 см составляет $2.6'$. Шумовая температура системы находилась в пределах 150–300 К в зависимости от условий наблюдений. Чувствительность телескопа равна 25 Ян/К.

Регистрация сигнала осуществлялась 2048-канальным автокорреляционным приемником с разрешением 0.0822 км/с по лучевой скорости. Точность определения лучевой скорости находилась в пределах 20–25 м/с. Интервалы между сеансами наблюдений составляли в основном около одного месяца. Однако, когда происходили сильные вспышки, то в пределах одного сеанса (3–4 дня) мы проводили несколько наблюдений.

Мы также провели поляризационные измерения характеристик мазерного излучения OH в S255 IR на волне 18 см на радиотелескопе в Нансэ (Франция) в 2008, 2015, 2023 и 2024 гг. Чувствительность телескопа составляет 1.4 К/Ян. Наблюдения были проведены в главных линиях 1665 и 1667 МГц. Спектральное разрешение в 2008 и 2015 гг. в линии 1665 МГц было 0.1373 км/с, а в 2023 г. 0.0687 км/с. Было получено шесть мод излучения: две в круговых поляризациях (левой и правой) и четыре в линейной поляризации при направлениях облучателя антенны 0° , 45° , 90° и 135° . Методика наблюдений и обработки данных были неоднократно подробно изложены в наших предыдущих публикациях (см., напр., [16, 17]).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

На рис. 1–7 приведены центральные части спектров, где наблюдалось мазерное излучение H_2O . Спектры показаны для временного интервала 2017–2023 гг. Для каждого спектра приведена эпоха наблюдений. Все спектры скорректированы за поглощение излучения в земной атмосфере. Это было заложено в программу наблюдений. Как было отмечено ранее, мы готовим публикацию полного каталога спектров H_2O в S255 с начала нашего мониторинга этого источника с 1981 г., включив в него 3D представление всех спектров. Это очень важно для иллюстрации вспыхивающего характера мазерного излучения H_2O и исследования эволюции и закономерностей возникновения всплесков.

На рис. 8 показана переменность интегрального потока, вычисленного в интервале лучевых скоростей от -15 до $+20$ км/с. Наблюдается квазипериодический характер переменности. Выделены постоянная составляющая интегрального потока, которая отражена прямой линией, и циклы активности. Для

большинства из них в максимумах потока указаны лучевые скорости наиболее интенсивных деталей.

В каждом спектре H_2O были выделены отдельные эмиссионные детали и определены их плотности потоков и лучевые скорости. Переменность лучевой скорости основных деталей показана на рис. 9. Большими светлыми кружками отмечены детали в те эпохи, когда их плотность потока превышала 200 Ян. Вариации скорости наиболее интенсивных деталей аппроксимированы отрезками прямых линий и эти детали пронумерованы от 1 до 12. Наклоны прямых линий отражают тенденцию дрейфа деталей в спектре. Конечно, реальный дрейф имеет более сложный характер относительно вписанных прямых линий, например, для деталей 1, 4 и 9. Слева звездочками показаны положения деталей H_2O на эпоху 14 мая 2017 г., взятые из работы [14, табл. 4]. Затемненными звездочками показаны мазеры, наблюдаемые на частоте 22 ГГц, а светлыми звездочками — на частоте 321 ГГц.

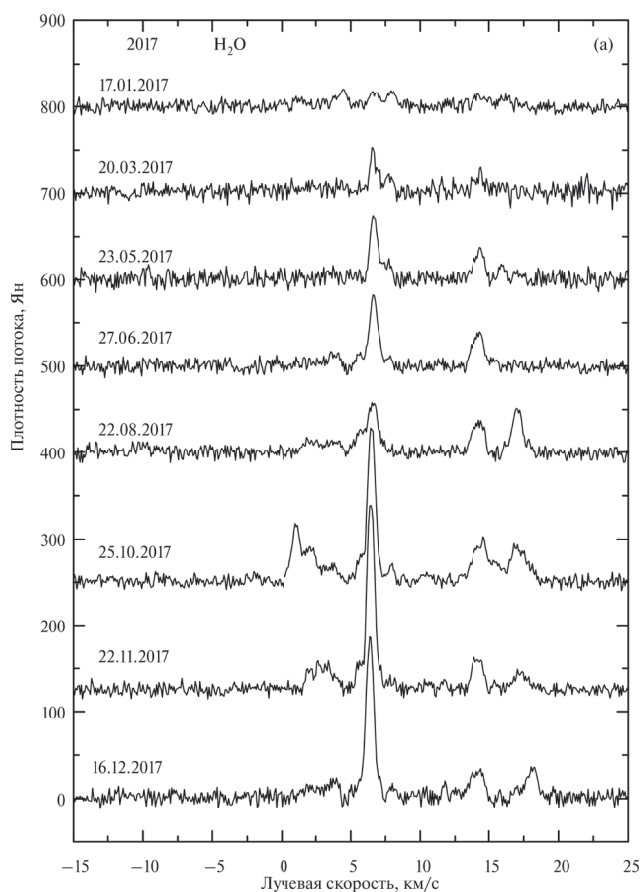


Рис. 1. Спектры мазерного излучения H_2O в направлении S255 IR, полученные в 2017 г. Указаны эпохи наблюдений.

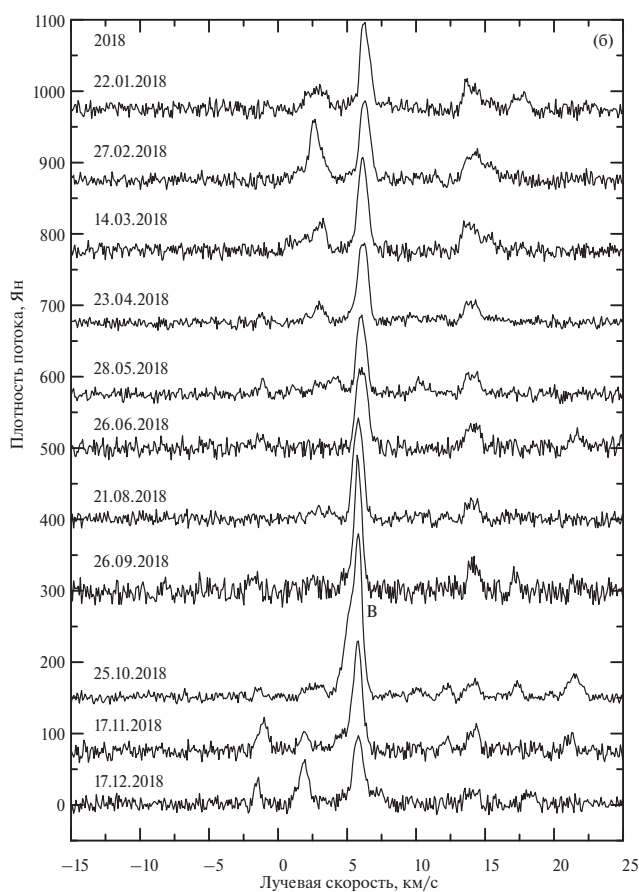


Рис. 2. Продолжение. То же, что на рис. 1, для 2018 г.

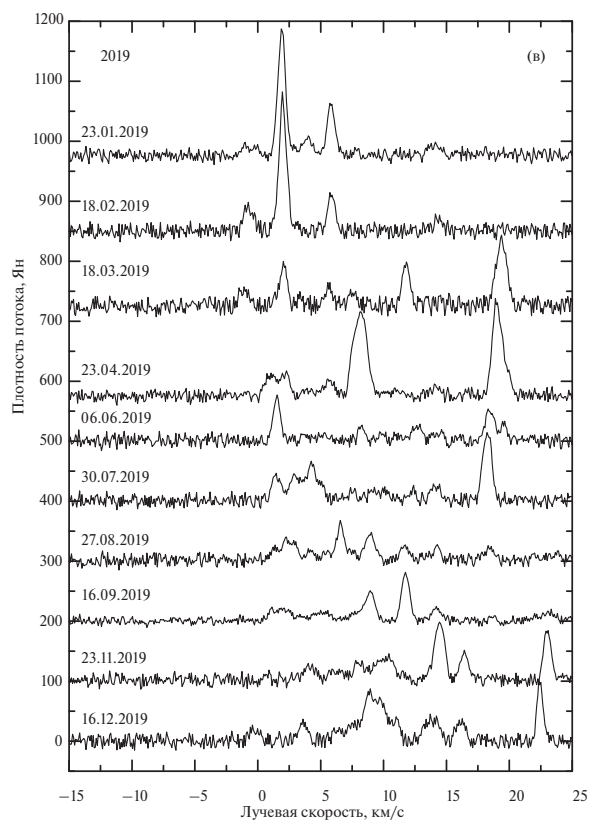


Рис. 3. Продолжение. То же, что на рис. 1, для 2019 г.

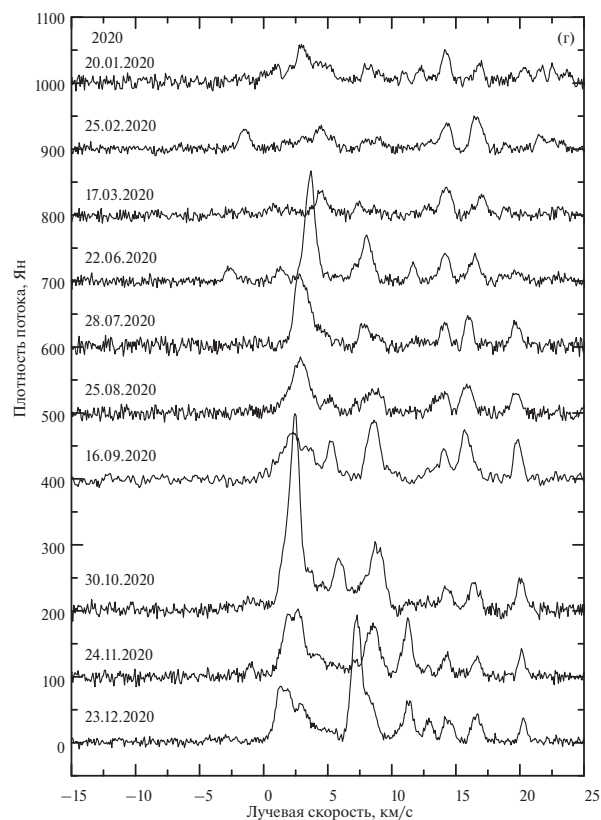


Рис. 4. Продолжение. То же, что на рис. 1, для 2020 г.

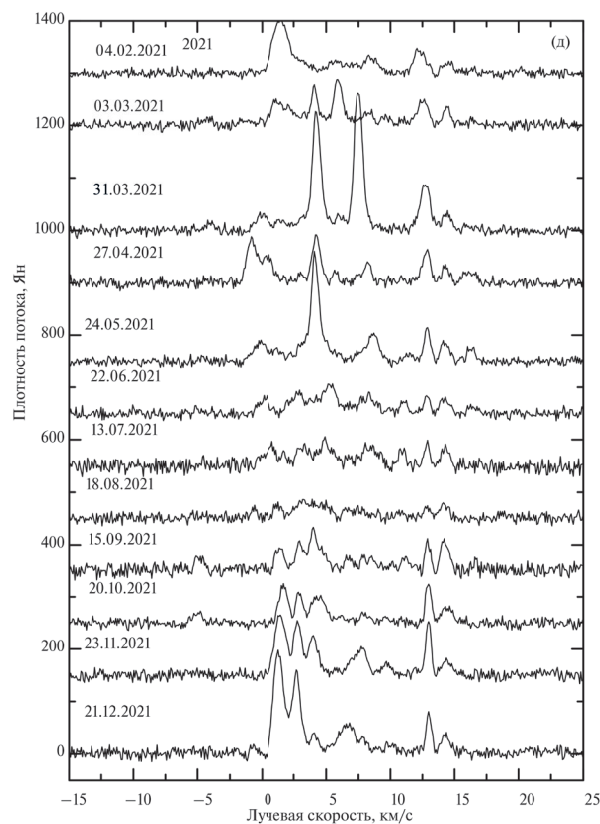


Рис. 5. Продолжение. То же, что на рис. 1, для 2021 г.

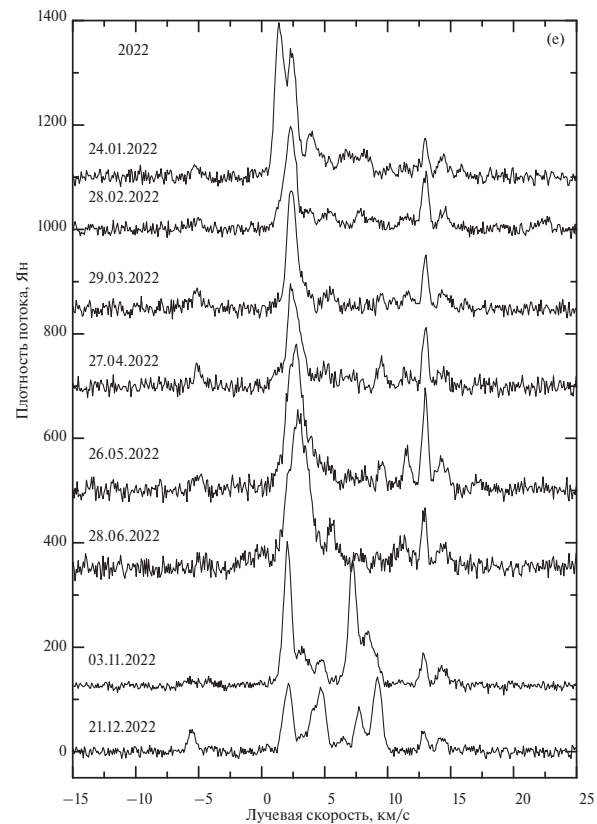


Рис. 6. Продолжение. То же, что на рис. 1, для 2022 г.

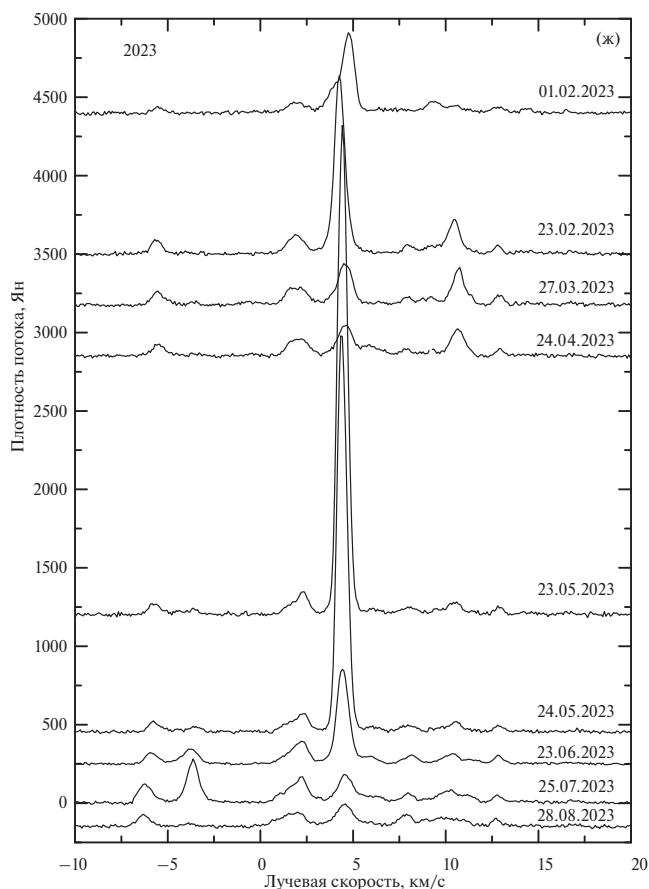


Рис. 7. Окончание. То же, что на рис. 1, для 2023 г.

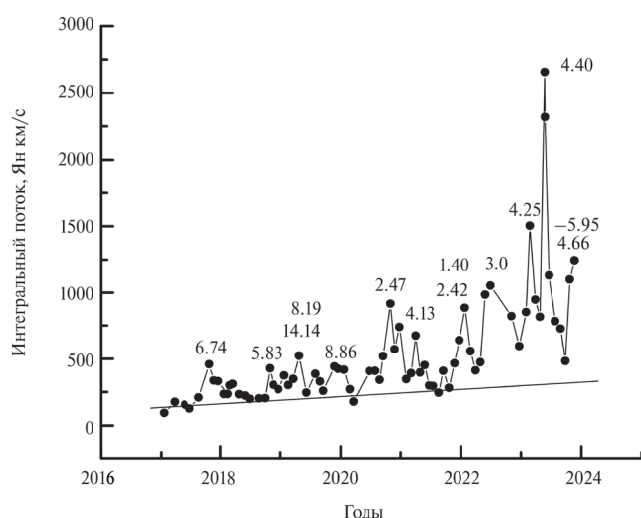


Рис. 8. Переменность интегрального потока мазерного излучения H_2O в направлении S255 IR. Для каждого максимума указаны лучевые скорости наиболее интенсивных деталей.

Излучение в линии гидроксила в S255 IR по наблюдениям в 2008 г. не было обнаружено с верхним пределом около 0.1 Ян. Результаты наблюдений OH в 2015, 2023 и 2024 гг. в главных линиях 1665 и 1667 МГц представлены на рис. 10–12 и 13–15 соответственно. На верхних панелях (а) показаны спектры в круговых поляризациях. На панелях (б) представлен параметр Стокса V , определяемый как разность излучения в правой и левой круговых поляризациях. При регистрации линейной поляризации сначала принимается сигнал из двух ортогональных направлений 0° и 90° (панели в), а затем после поворота облучателя антенны на 45° из направлений 45° и 135° (панели г).

4. ДИСКУССИЯ

4.1. Мазерное излучение водяного пара

Выделенные детали в спектрах H_2O показали, что детали (точнее мазерные конденсации, ответственные за излучение) существуют длительное время, но существенно меняется их активность и, нередко, в большом диапазоне интенсивностей.

За период мониторинга в 2017–2023 гг. наблюдалось большое число вспышек разной интенсивности и продолжительности. Увеличение потока мазера может быть непосредственно вызвано столкновениями в джете, который выброшен из звезды и излучает в радио континууме. Согласно Хирото и др. [14] возможно, что изменение излучения мазера воды, наблюдаемое в ходе их мониторинга, вообще не связано со вспышкой аккреции, последствия которой наблюдались в других индикаторах.

Несмотря на частые вспышки, происходящие на разных лучевых скоростях, все же просматривается некоторая периодичность в переменности интегрального потока. Скорее всего можно говорить о чередовании максимумов и минимумов мазерной активности, что связано с нестационарными процессами формирования центральной звезды большой массы в S255 IR.

Большинство деталей имеют дрейф по лучевой скорости. Существенно преобладает дрейф в сторону уменьшения лучевой скорости. Причиной дрейфа может быть существование собственного движения мазерных конденсаций в джете, а также возможно влияние турбулентных движений вещества.

Главная эмиссионная деталь согласно Хирото и др. [14] имела лучевую скорость 6.4 км/с, которая со временем уменьшалась. Наблюдаемое увеличение потока этой детали в 2017–2018 гг. по мнению авто-

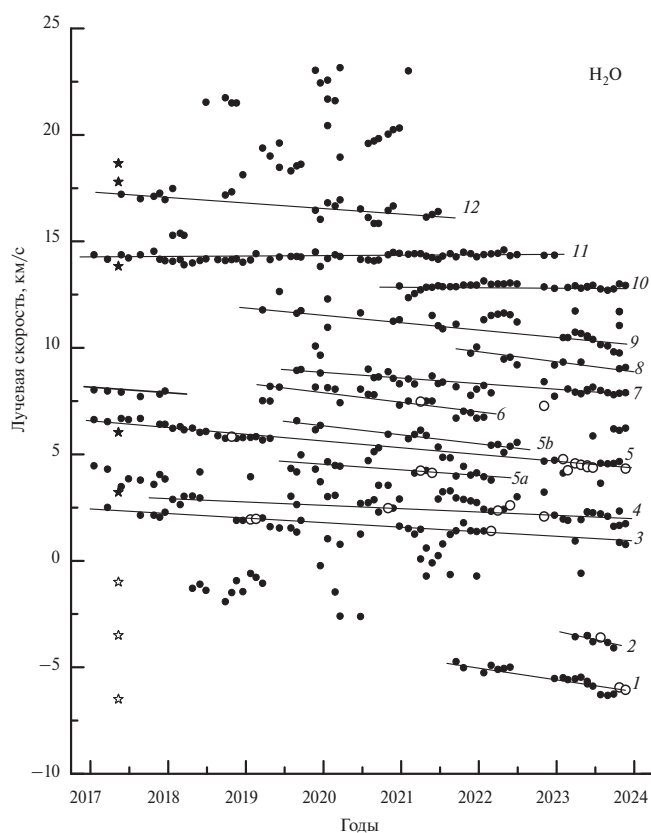


Рис. 9. Переменность лучевой скорости отдельных эмиссионных деталей в спектрах H_2O . Большими светлыми кружками отмечены детали в те эпохи, когда их плотность потока превышала 200 Ян. Переменность скорости наиболее интенсивных деталей аппроксимированы отрезками прямых линий и эти детали пронумерованы от 1 до 12. Слева звездочками показаны положения деталей H_2O на эпоху 14 мая 2017 г., взятые из работы [14, табл. 4]. Затемненными звездочками показаны мазеры, наблюдаемые на частоте 22 ГГц, а светлыми звездочками — на частоте 321 ГГц.

ров может быть вызвано расширяющейся струей, в которой расположена эта деталь. Наш мониторинг показывает, что со второй половины 2017 г. до конца 2018 г. поток действительно более или менее сохранялся на одном уровне (см. рис. 16), но при этом произошли две относительно небольшие вспышки. В декабре 2017 г. плотность потока в максимуме первой вспышки составила 210 Ян, а в октябре 2018 г. для второй вспышки чуть больше, 230 Ян. После этой вспышки началось быстрое падение потока и, особенно, в 2019 г., когда произошло существенное падение излучения до минимально обнаружимого значения ($\sim 5 - 10$ Ян) и имело место дальнейшее уменьшение лучевой скорости (см. рис. 3 и 4).

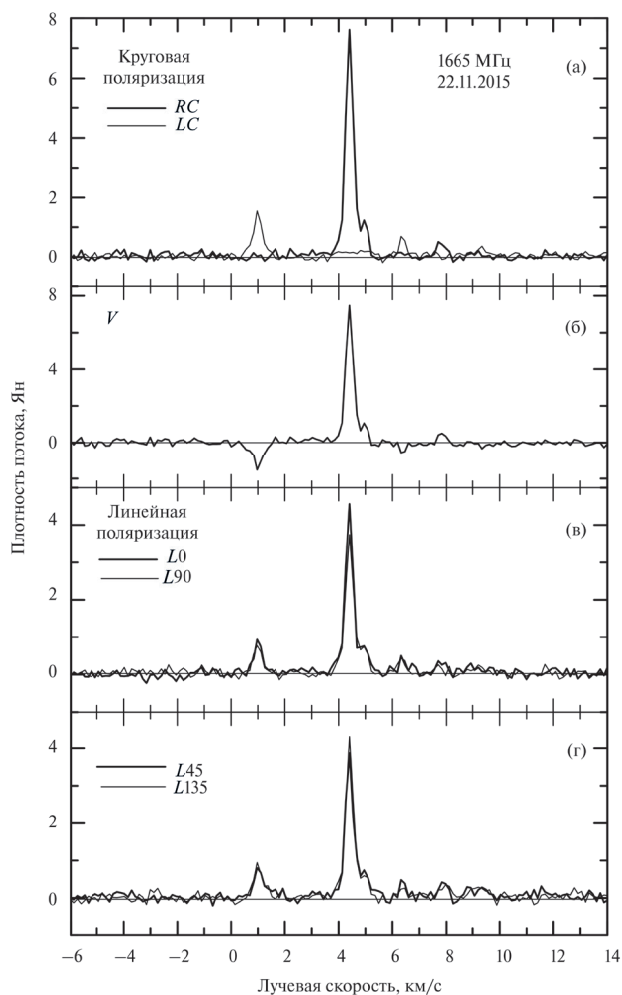


Рис. 10. Спектры мазерного излучения ОН в главной линии 1665 МГц в направлении S255 IR в эпоху 22 ноября 2015 г. На верхней панели (а) показаны спектры в правой (жирная линия) и левой (тонкая линия) круговых поляризациях. На панели (б) дан параметр Стокса V . На остальных панелях даны спектры в линейной поляризации при положениях плоскости поляризации антенны (РА) 0° , 45° , 90° и 135° .

С июня 2019 г. по октябрь 2022 г. излучение этой детали появлялось лишь эпизодически.

Но в дальнейшем в области этой лучевой скорости спектр был достаточно сложным. С начала 2023 г. наблюдалась серия трех последовательных сильных вспышек (см. рис. 7 и 16). Первая имела скорость 4.76 км/с и плотность потока 510 Ян. Вторая кратковременная вспышка произошла на скорости 4.3 км/с с плотностью потока в максимуме около 1000 Ян. Третья вспышка имела скорость 4.6 км/с, максимальная плотность потока достигала 3100 Ян и вспышка имела большую продолжительность, чем вторая вспышка.

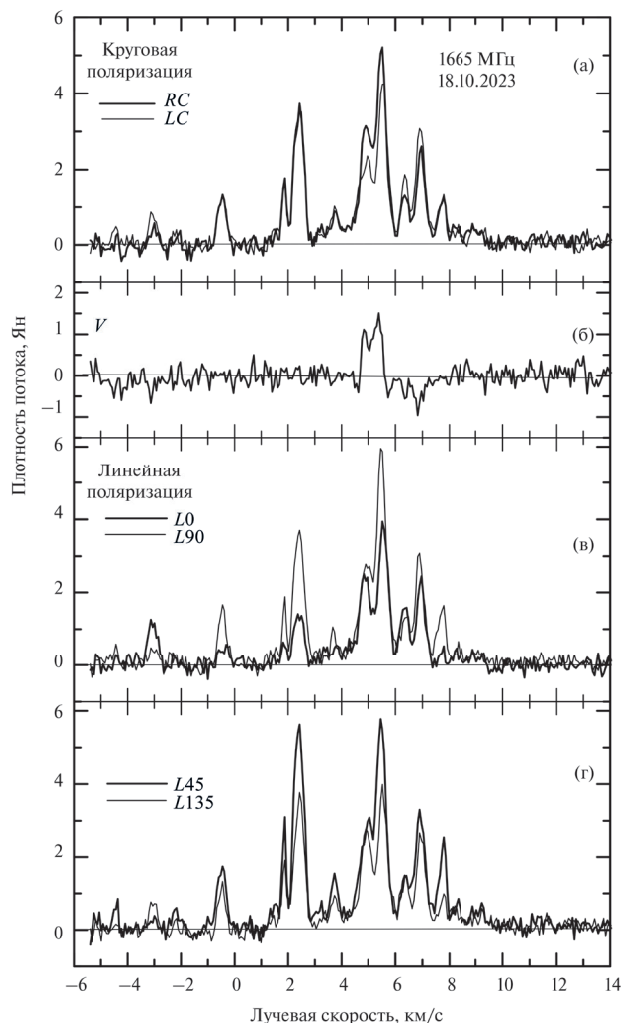


Рис. 11. То же, что на рис. 10, но в эпоху 18 октября 2023 г.

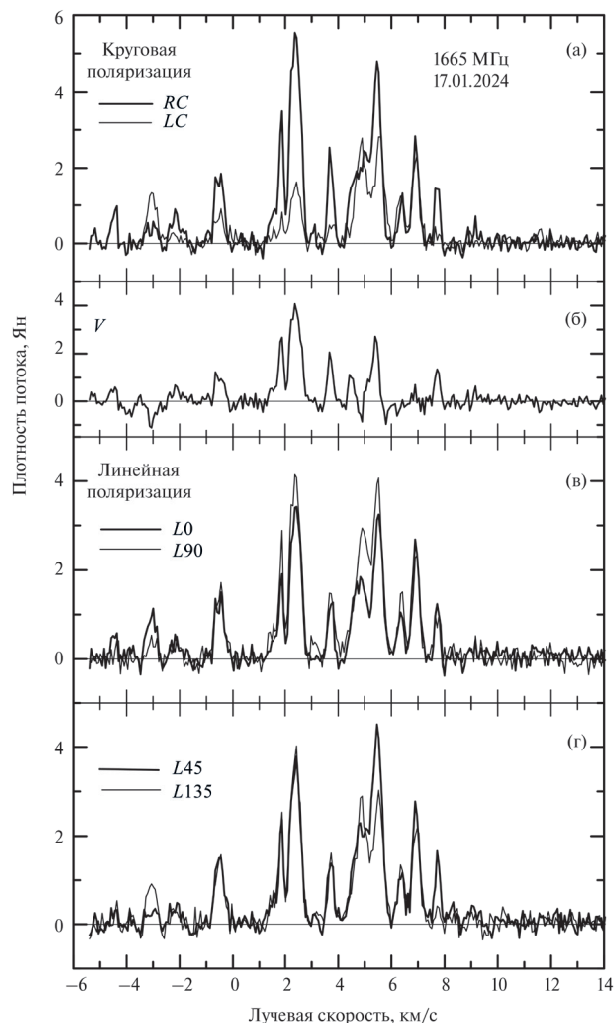


Рис. 12. То же, что на рис. 10, но в эпоху 17 января 2024 г.

4.2. Мазерное излучение гидроксила

Четыре эпохи наблюдений не позволяют точно оценить начало вспышки мазера гидроксила. Важно то, что все катаклизмы в источнике начали происходить с 2015 г. Можно предположить, что это также относится и к гидроксильному мазеру. Главный результат наших наблюдений OH — это существование сильной переменности излучения в обеих главных линиях: 1665 и 1667 МГц.

Если рассматривать картину переменности поляризации для источника в глобальном масштабе (рис. 10–12), то можно утверждать, что в линии 1665 МГц в 2015 г. спектры были достаточно простыми (рис. 10). Имелась сильная круговая, но очень слабая линейная поляризация. Можно считать, что имела место существенная деполаризация мазерного излучения OH , как это имеет место в источнике W51 Main [18]. В 2023 г. спектры существенно изменились

(рис. 11). Они стали более сложными и насчитывали большое число эмиссионных деталей. Степень круговой поляризации существенно уменьшилась, а степень линейной поляризации значительно увеличилась и в некоторых деталях она достигала порядка 40–60%. В 2024 г. произошли сильные изменения параметров поляризации отдельных деталей (рис. 12).

В линии 1667 МГц наблюдалась иная картина эволюции (рис. 13–15). Спектры в 2023 г. стали более простыми, чем в 2015 г., т. е. уменьшилось число деталей, находящихся в активной стадии излучения. Степень круговой и линейной поляризации уменьшилась.

Таким образом к имеющейся информации о вспышках аккреции мы можем добавить, что во время вспышки аккреции в S255 IR в 2015 г. также произошла вспышка мазерного излучения OH в обеих главных линиях.

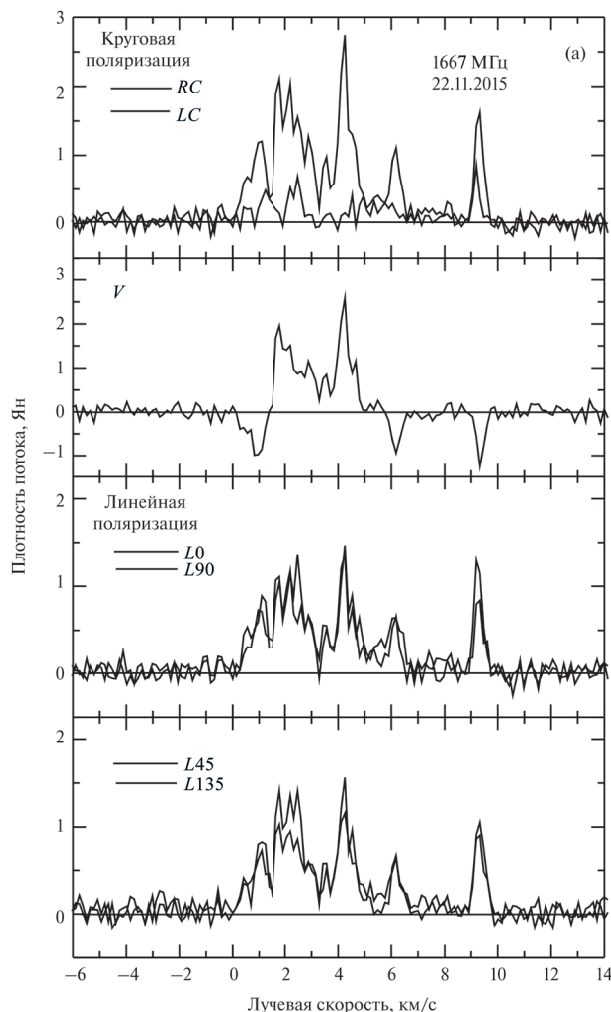


Рис. 13. То же, что на рис. 10, но для линии 1667 МГц в эпоху 20 ноября 2015 г.

На панелях (а), (б) и (в) рис. 17 даны степени круговой (m_C) и линейной (m_L) поляризаций и позиционного угла (χ) линейной поляризации отдельных деталей в линиях ОН 1665 и 1667 МГц в различные эпохи наблюдений. Для удобства восприятия графика и его анализа мы учли, что, например, угол -60° — это тот же угол, что 120° . Поэтому мы сделали такие замены. Точки на графиках расположены не хаотично, а имеется некоторая зависимость между параметрами поляризации и лучевой скоростью.

На панелях (г) рис. 17 отрезками прямых линий нанесены векторы поперечного магнитного поля для отдельных мазерных деталей в различные эпохи наблюдений. Имеются два преимущественного направления поперечного магнитного поля: $\sim \pm 30^\circ$ относительно вертикали. В линии 1665 МГц в 2023 г. преобладало одно направление магнитного поля,

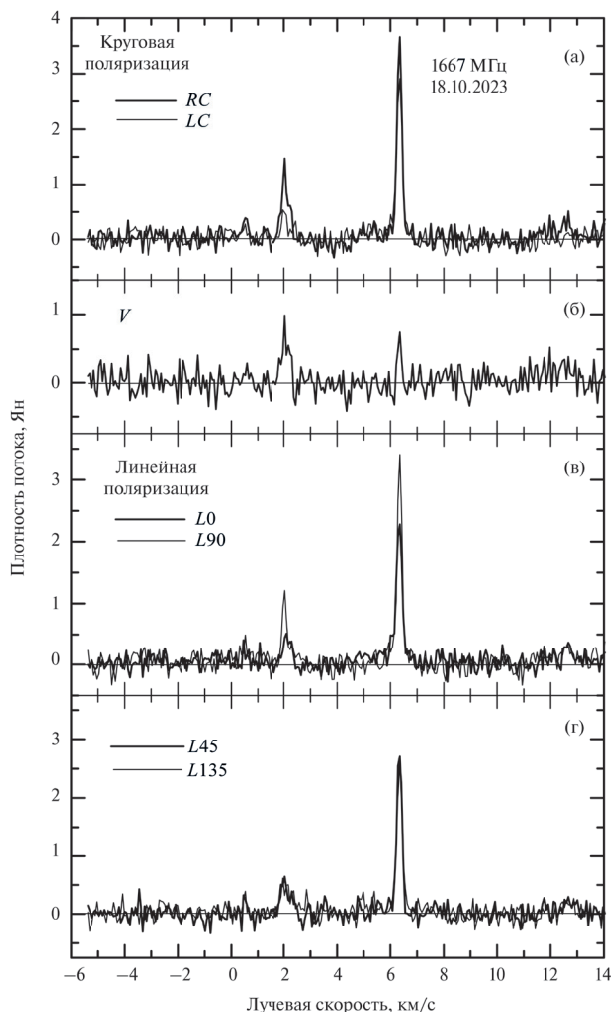


Рис. 14. То же, что на рис. 10, но для линии 1667 МГц в эпоху 18 октября 2023 г.

$\sim +30^\circ$, а в 2024 г. оба направления были более или менее равнозначными. Несмотря на сохранение структуры спектра в линии 1665 МГц, в некоторых деталях за короткое время (не более трех месяцев) произошли существенные изменения направления вектора поперечного магнитного поля на угол около $60^\circ - 70^\circ$.

Зеемановское расщепление было обнаружено только в линии 1667 МГц для одной пары деталей 2.26 и 2.37 км/с. Величина расщепления составила 0.11 км/с. Ему соответствует значение продольного магнитного поля $+0.31$ мГс. Поле направлено к наблюдателю. Анализ других деталей спектров 1665 и 1667 МГц не обнаружил существование других зеемановских пар.

Для двух главных деталей в линии 1665 МГц на их средних лучевых скоростях 4.95 и 5.0 км/с имеется зависимость лучевой скорости от позиционного

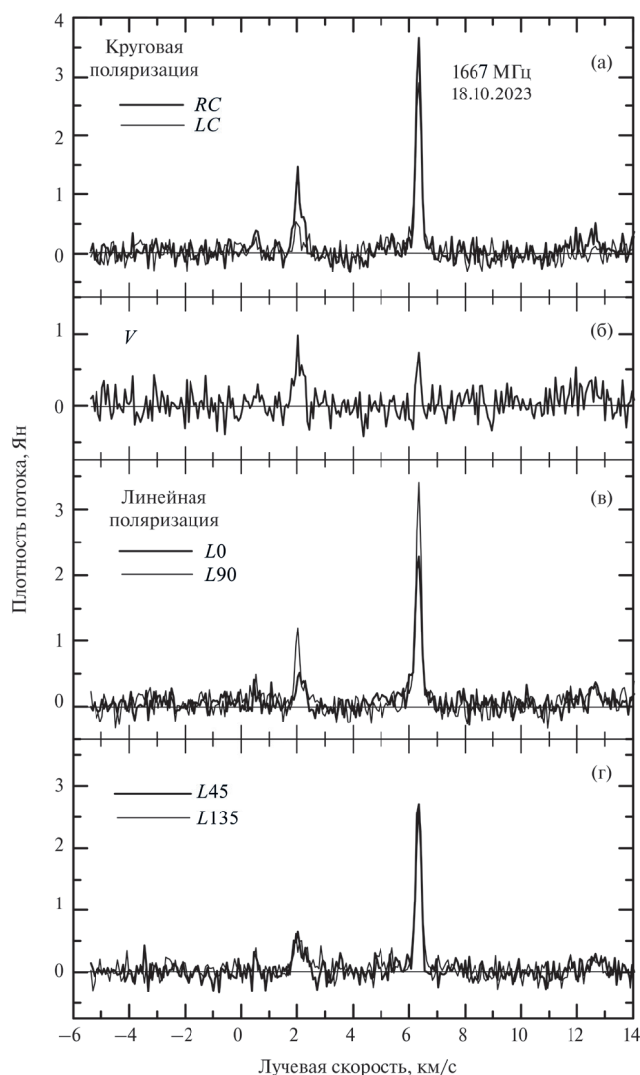


Рис. 15. То же, что на рис. 10, но для линии 1667 МГц в эпоху 17 января 2024 г.

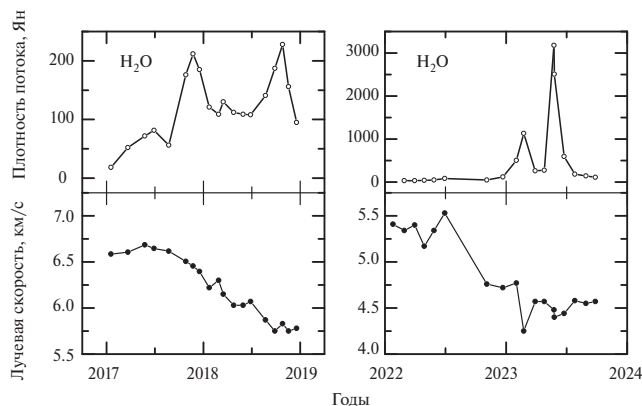


Рис. 16. Переменность плотности потока и лучевой скорости основной детали мазера H_2O .

угла антенны (рис. 18). Изменение скорости деталей происходило в противофазе. Наименьшее расстояние между деталями наблюдалось при позиционном угле антенны $\chi = 75^\circ$. Такая картина наблюдалась для двух эпох 2023 и 2024 гг., что не может быть случайностью. Обращаем внимание на то, что в круговых поляризациях проявляется сложная структура каждой из этих спектральных деталей. Таким образом, можно предположить, что наблюдаемое явление связано с неоднородной структурой мазерных конденсаций, либо с компактным скоплением конденсаций с достаточно близкими лучевыми скоростями. По этой причине наблюдаемый сдвиг максимумов спектров между круговыми поляризациями не является следствием зеемановского расщепления линии.

Вспышки мазерного излучения OH и существенные изменения структуры спектров в 2023 и 2024 гг., а также серия вспышек H_2O в 2023 г. могут быть связаны с очередной вспышкой аккреции в S255 IR.

5. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Перечислим основные результаты, полученные в настоящей работе из мониторинга мазера H_2O в линии 1.35 см в Пушино (Россия) и из поляризационных наблюдений в линиях молекулы OH на длине волны 18 см в Нансэ (Франция), области активного звездообразования S255 IR, в которой формируется молодая звезда с большой массой (S255 NIRS 3).

- Мониторинг в период 2017–2023 гг. показал, что мазерное излучение H_2O имеет вспышечный характер.
- Интегральный поток H_2O меняется циклически с периодом примерно один год.
- Наблюдается дрейф большинства деталей и, как правило, в направлении уменьшения лучевой скорости.
- В линиях OH 18 см в 2008 г. излучение не было обнаружено. Наблюдалось излучение OH в главных линиях 1665 и 1667 МГц в 2015, 2023 и 2024 гг.
- Структуры спектров, степени круговой и линейной поляризаций сильно различались в эти эпохи. Однако, при этом векторы поперечного магнитного поля имели преимущественно два направления: $\sim \pm(30^\circ - 40^\circ)$ относительно вертикали, т. е. почти перпендикулярно джету или вдоль него.

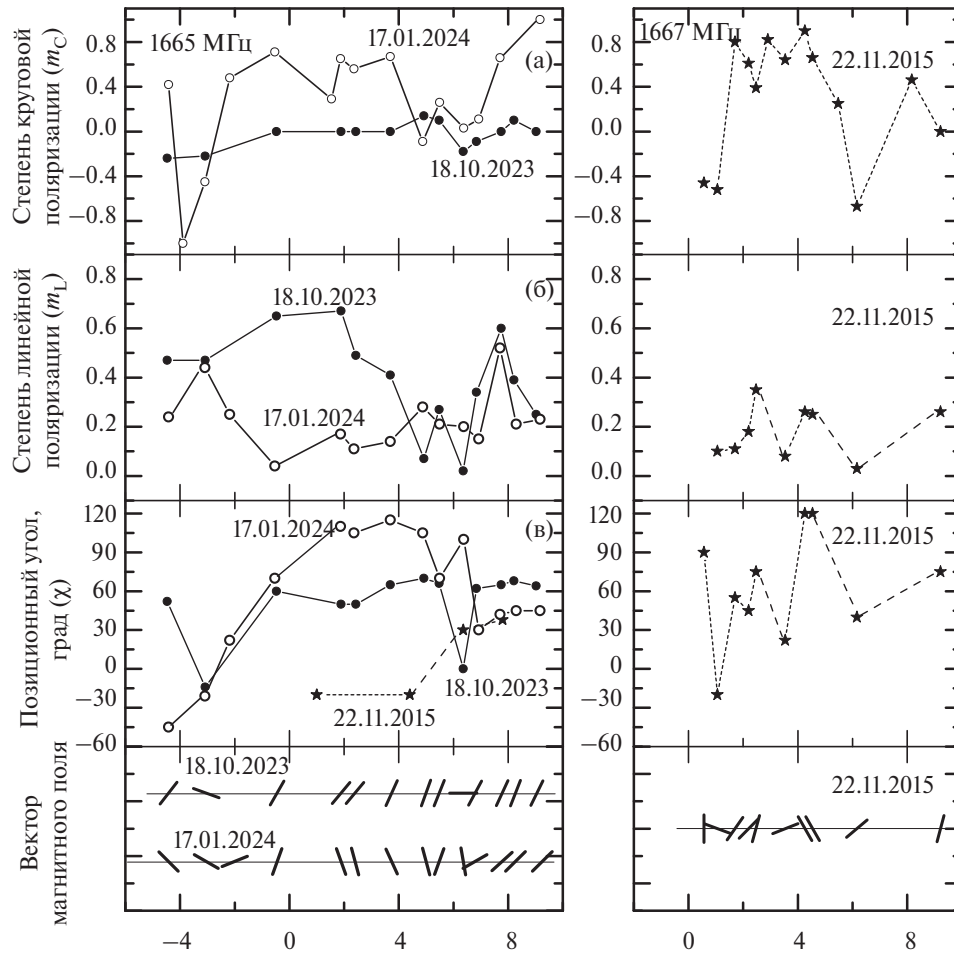


Рис. 17. Графики степени круговой (а) и линейной (б) поляризации, позиционного угла (в) линейной поляризации отдельных деталей в линиях ОН 1665 и 1667 МГц, а также направления векторов поперечного магнитного поля для отдельных мазерных деталей в различные эпохи наблюдений (г).

- Зеемановское расщепление обнаружено только в линии 1667 МГц для одной пары деталей 2.26 и 2.37 км/с (расщепление 0.11 км/с). Величина продольного магнитного поля составляет 0.31 мГс и поле направлено к наблюдателю.
- Вспышки мазерного излучения ОН и существенные изменения структуры спектров в 2023 и 2024 гг., а также серия вспышек H_2O в 2023 г. могут быть связаны с очередной вспышкой аккреции в S255 IR.

Большой интерес представляет мониторинг мазеров в S255 IR для выявления возможных вспышек аккреции, а также наблюдения ОН с высоким пространственным разрешением для выявления возможной структуры, которую могут образовывать мазерные конденсации ОН и, следовательно, структуры магнитного поля и его эволюции.

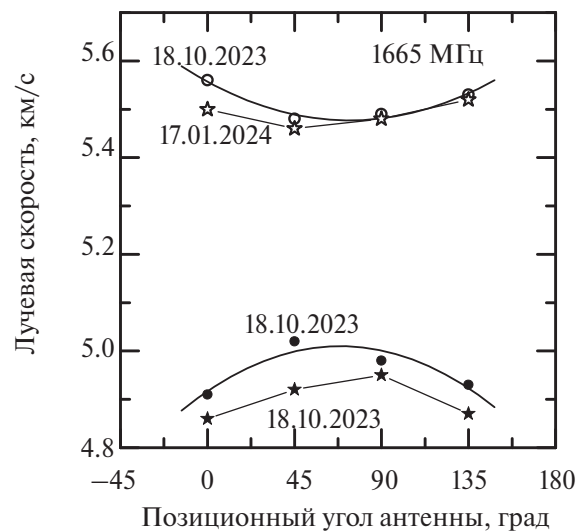


Рис. 18. Зависимость лучевой скорости двух деталей в линии ОН 1665 МГц от позиционного угла антенны.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Радиоастрономической обсерватории в Пушино и радиоастрономической обсерватории в Нансэ (Франция) за большую помощь в проведении наблюдений по программе многолетнего мониторинга источников мазерного излучения H₂O на радиотелескопе РТ-22 и OH на Большом радиотелескопе в Нансэ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. A. Burns, T. Handa, T. Nagayama, K. Sunada, and T. Omodaka, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 460(1), 283 (2016).
2. T. R. Hunter, C. L. Brogan, G. MacLeod, C. J. Cyga-owski, et al., *Astrophys. J. Letters* 837(2), id. L29 (2017).
3. M. P. Miralles, L. Salas, I. Cruz-González, and S. Kurtz, 488(2), 749 (1997).
4. K. Y. Lo and B. F. Burke, *Astron. and Astrophys.* 26, 487 (1973).
5. B. E. Turner, *Astrophys. Letters* 8, 73 (1971).
6. N. J. Evans, II, R. M. Crutcher, and W. J. Wilson, 206, 440 (1976).
7. O. S. Bayandina, I. E. Val'ts, S. E. Kurtz, and N. N. Shakhvorostova, *Astrophys. J. Supp.* 256(1), id. 7 (2021).
8. A. Baudry, J. F. Desmurs, T. L. Wilson, and R. J. Cohen, *Astron. and Astrophys.* 325, 255 (1997).
9. A. D. Haschick, K. M. Menten, and W. A. Baan, 354, 556 (1990).
10. K. M. Menten, *Astrophys. J. Letters* 380, L75 (1991).
11. R. P. Norris, J. B. Whiteoak, J. L. Caswell, M. H. Wieringa, and R. G. Gough, 412, 222 (1993).
12. A. Caratti o Garatti, B. Stecklum, R. Garcia Lopez, J. Eisloffel, et al., *Nature Phys.* 13(3), 276 (2017).
13. L. Moscadelli, A. Sanna, C. Goddi, M. C. Walmsley, et al., *Astron. and Astrophys.* 600, id. L8 (2017).
14. T. Hirota, R. Cesaroni, L. Moscadelli, K. Sugiyama, R. A. Burns, J. Kim, K. Sunada, and Y. Yonekura, *Astron. and Astrophys.* 647, id. A23 (2021).
15. М. И. Пащенко, Е. Е. Лехт, И. И. Берулис, *Астрон. журн.* 78(8), 696 (2001).
16. В. И. Слыш, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, В. М. Витрицак, П. Колом, *Астрон. журн.* 87(7), 655 (2010).
17. Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, В. В. Краснов, А. М. Толмачев, *Астрон. журн.* 99(8), 628(2022).
18. V. L. Fish and M. J. Reid, *Astrophys. J. Suppl.* 164(1), 99 (2006).

STUDY OF H₂O AND OH MASERS IN THE REGION FORMATION OF A YOUNG HIGH MASS STELLAR OBJECT (S255 NIRS 3)

N. T. Ashimbaeva¹, E. E. Lekht^{1,*}, V. V. Krasnov², V. R. Shoutenkov³

¹Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

²Astrospace Center of the P. N. Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

³Pushchino Radio Astronomy Observatory,

Astrospace Center of the P. N. Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences, Pushchino, Russia

*E-mail: lekht@sai.msu.ru

The results of a study of a star formation region are presented. S255 IR, where a young high-mass star is forming (20 M_☉). Observations in H₂O were carried out on RT-22 in Pushchino, and in the OH lines at the Large Radio Telescope in Nance (France). Data observations in the H₂O line at 1.35 cm were used for the period 2017–2023. Our observations in H₂O showed the existence strong flares, especially in 2023. Drift was also observed emission by radial velocity for most spectral details and predominantly in the direction of decreasing radial velocity. In OH lines 18 cm in 2008 no emission was detected. We observed OH emission in the main lines 1665 and 1667 MHz in 2015, 2023 and 2024. Structures of spectra, degrees of circular and linear polarizations varied greatly during these epoch. However, at the same time the longitudinal magnetic field vectors had predominantly two directions: $\sim \pm(30^\circ - 40^\circ)$ relative to the vertical, i. e. almost perpendicular to the jet or along it. Zeeman splitting was detected only in the 1667 MHz line for one pair of features: 2.26 and 2.37 km/s. The amount of splitting 0.11 km/s corresponds to a longitudinal magnetic field value of 0.31 mGs; the field is directed towards the observer. It is assumed that the appearance of OH maser emission in 2015 associated with an accretion flares. Significant structure changes OH spectra, their degrees of polarization and very strong flares H₂O maser in 2023 may be associated with a new possibility accretion flares in S255 IR.

Keywords: star formation, H₂O and OH masers, molecular clouds and bipolar outflows, magnetic field, individual objects (S255 IR).

V957 СЕР — ЗАТМЕННАЯ СИСТЕМА НУЛЕВОГО ВОЗРАСТА

© 2024 г. И. М. Волков^{1,*}, С. А. Нароенков^{2,**}, А. С. Кравцова^{1,***}

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: hwp@yandex.ru

**E-mail: snaroenkov@inasan.ru

***E-mail: kravts@yandex.ru

Поступила в редакцию 25.12.2023 г.

После доработки 20.02.2024 г.

Принята в печать 11.03.2024 г.

Новые высокоточные фотометрические измерения системы V957 ($P = 1.99^d$, $V = 11.17^m$, $e = 0.127$, B6 V+B8 V), а также комплексный подход к определению параметров орбиты как на основе фотометрических решений кривых блеска, так и на основе исследования хода остаточных отклонений моментов минимумов от линейной формулы $O - C$, позволили впервые точно измерить скорость апсидального вращения $\dot{\omega}_{\text{obs}} = 2.91^\circ / \text{год}$, что совпало с теоретическим значением при условии синхронизма, $\dot{\omega}_{\text{theor}} = 2.92^\circ / \text{год}$. Получены физические параметры звезд-компонентов: $T_1 = 14550 \pm 300 \text{ K}$, $M_1 = 4.0 \pm 0.2 M_\odot$, $R_1 = 2.55 \pm 0.05 R_\odot$, $T_2 = 12400 \pm 250 \text{ K}$, $M_2 = 3.0 \pm 0.15 M_\odot$, $R_2 = 1.88 \pm 0.05 R_\odot$. Данному набору параметров соответствуют звезды нулевого возраста, недавно «опустившиеся» на начальную главную последовательность. Вторичный компонент является пульсирующей переменной звездой типа β Цефея.

Ключевые слова: двойные затменные звезды, апсидальное вращение, межзвездное поглощение.

DOI: 10.31857/S0004629924050044 **EDN:** JNXEFR

1. ВВЕДЕНИЕ

V957 Сер была открыта как затменная переменная с эллиптической орбитой в работе Отеро и др. [1] на основании данных фотометрического обзора ROTSE [2]. Фаза вторичного минимума, которая была определена в этом исследовании, $\Phi_2 = 0.56$, указывала на заметный эксцентриситет орбиты. Наша наблюдательная программа [3] направлена в первую очередь на изучение затменных звезд с эллиптическими орбитами, поэтому V957 Сер была включена в список для наблюдений, но при этом длительное время должного внимания системе не уделялось ввиду относительной простоты ее наблюдений: из-за небольшого орбитального периода, близкого двум суткам, минимумы следуют каждую ночь. Всегда находилась более приоритетная задача по исследованию других звезд списка, с большим значением периода, моменты ослабления блеска которых выпадают на ночное время гораздо реже, зафиксировать которые значительно сложнее.

Тем не менее, V957 Сер привлекла внимание других исследователей, и в работе Козыревой и др. [4] было впервые обнаружено апсидальное движение и

построена геометрическая модель V957 Сер. Последующие исследования Козыревой с соавторами [5, 6, 7] позволили накопить данные о точных моментах минимумов и попытаться уточнить скорость апсидального вращения. Величина долготы периастра, измеренная в работе [7] из решения наиболее поздней по времени кривой блеска (наблюдения TESS [8]), свидетельствовала о том, что в ближайшее время значение долготы периастра эллиптической орбиты V957 Сер должно пройти через ноль, т. е. графики отклонений $O - C$ моментов минимумов от линейной формулы должны пройти экстремумы — максимум для вторичных и минимум для главных минимумов. Такая ориентация орбитального эллипса дает уникальную возможность наиболее точно измерить эксцентриситет орбиты, что, в свою очередь, гарантирует высокую точность всех последующих измерений скорости апсидального вращения. Известно, что в решении кривых блеска значения эксцентриситета и долготы периастра являются связанными параметрами, надежно из кривой блеска можно определить только $e \sin \omega$, параметры по отдельности измеряются с большей ошибкой.

Кроме того, в более поздней работе [7] значение скорости апсидального вращения было уменьшено авторами в полтора раза в сравнении с первоначальными измерениями, и это ставило вопрос о надежности полученного значения.

Таким образом, большое расхождение в измерениях скорости апсидального вращения и благоприятная для измерений эксцентриситета ориентация орбиты стимулировали нас предпринять интенсивные наблюдения V957 Сер осенью 2022 и 2023 гг.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения были проведены (1) на Звенигородской обсерватории ИНАСАН с помощью автоматического телескопа Celestron RASA 11", в касегреновском фокусе которого установлена камера ZWO ASI 6200 MM PRO; (2) в центре коллективного пользования «Терскольская обсерватория» ИНАСАН на малом роботизированном телескопе Астросиб RC–500 с ПЗС-камерой FLI Proline 16803; (3) в Уссурийской обсерватории Института прикладной астрономии на телескопе Астросиб RC–500 с ПЗС-камерой ZWO ASI 6200 MM PRO. Журнал наблюдений с указанием обсерваторий, использовавшейся аппаратуры и количества измерений приведен в табл. 1.

UBVRcIc привязка была сделана авторами на обсерватории Словацкого Астрономического института в Старой Лесне с помощью 60-см телескопа Цейсс–600 и ПЗС камеры FLI в ноябре 2022 г.

Обработка кадров ПЗС-матриц проводилась с помощью программы Maxim DL 5, в качестве основной звезды сравнения была использована GSC 4487 499 ($V = 12.36$, Sp G5, $E(B - V) = 0.17$). Эта звезда была выбрана вследствие малого углового расстояния до переменной, $1.6'$, и близости к исследуемой звезде по яркости. Соблюдение этих двух условий при наблюдениях с ПЗС-матрицами оказывается более важным, чем близость звезд по показателям цвета, которые в данном случае разнятся на $\Delta(B - V) = 0.5^m$, где переменная является более голубой звездой. Проведенные ранее эксперименты при наблюдении других звезд программы показали, что при разности показателей цвета $\Delta(B - V) \approx 1.5$ поправки в разности блеска двух звезд в полосе V для равнинной обсерватории не превышают 0.002^m при изменении воздушной массы на 1.5. При этом для полосы B они составляют в среднем 0.06^m . Так как наблюдаемая область расположена вблизи небесного полюса, то ее воздушная масса за время самых длительных циклов непрерывных измерений менялась медленно и не более чем на 0.23 в B и на

0.5 в V , R_c , R . Таким образом, максимальный дрейф за счет изменения воздушной массы в ходе наших наблюдений не превышал 0.0002^m в полосах V , R_c , R и 0.003^m в полосе B , что в двадцать пять раз меньше точности наблюдений в V , R_c , R и в четыре раза меньше ошибки в B . Поэтому выбор данной звезды сравнения вполне оправдан. Для контроля переменности основной звезды сравнения измерялась также звезда GSC 4487 225 ($V = 12.46$, Sp G5, $E(B - V) = 0.0$), см. табл. 2 и рис. 1. В пределах $\pm 0.008^m$ разница блеска контрольной звезды и звезды сравнения оставалась на протяжении всего периода наблюдений постоянной.

Экспозиции были выбраны достаточно продолжительными, 60 секунд во всех фотометрических полосах. Это позволило минимизировать влияние атмосферных мерцаний, ограничивающих точность при наблюдениях на инструментах с небольшим диаметром объектива. Дополнительное усреднение не потребовалось, точность отдельного измерения составила $\pm(0.004^m - 0.006^m)$ в полосах V , R_c и при наблюдениях без светофильтра (сверхширокая полоса Джонсона R), а в полосе B она равна $\pm 0.01^m$. Условия наблюдений за весь период были хорошими, небольшая облачность проходила через исследуемую область лишь считанные разы. В таких случаях, наблюдения усреднялись так, чтобы точность среднего была не хуже $\pm 0.005^m$. Количество усредненных кадров могло доходить до 10, но таких точек немного. Несколько сильно уклоняющихся точек (отбросы) было исключено из окончательного массива данных, который составил 9825 измерений, из них 4218 точек в V .

Все наблюдения доступны в базе данных CDS через анонимный [ftp cdsarc.u-strasbg.fr](ftp://cdsarc.u-strasbg.fr) (130.79.128.5) или по приведенной ниже ссылке¹. Образец этой таблицы представлен в табл. 3. В первом столбце приведена Юлианская гелиоцентрическая дата наблюдения, отнесенная к середине экспозиции, во второй — звездная величина V957 Сер.

Наблюдения были осложнены тем фактом, что согласно [4] V957 Сер является оптической двойной. Наши наблюдения данный факт подтвердили, вклад оптического спутника в общий блеск системы велик, достигает по нашим данным 9% в полосе V . Когда в одну из ночей с секундными изображениями мы сумели измерить величины спутника и расстояние до него, $V = 13.81 \pm 0.01^m$, $\rho = 3.59 \pm 0.05''$, $\vartheta = 170.1 \pm 0.05^\circ$, нам пришлось переобработать уже полученный материал, применив большую апертуру, при которой блеск спутника измеряется вместе с блеском звезды.

¹ <https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/AZh/101>

Таблица 1. Журнал наблюдений

Год	HJD 2 400 000+	<i>N</i>	Телескоп и приемная аппаратура
2022	59 877	602	Celestron RASA 11", Звенигородская обсерватория ИНАСАН, ZWO ASI 6200 MM PRO, <i>V</i>
2022	59 878	346	Астросиб RC-500, Терскол, FLI Proline 16803, без фильтра (широкий <i>R</i>)
2022	59 881	289	"
2022	59 882	446	Астросиб RC-500, Терскол, FLI Proline 16803, <i>Rc</i>
2022	59 883	360	Астросиб RC-500, Терскол, FLI Proline 16803, <i>B</i>
2022	59 885	210	"
2022	59 890	384	"
2022	59 891	231	Астросиб RC-500, Терскол, FLI Proline 16803, <i>Rc</i>
2022	59 892	475	"
2022	59 894	64	"
2022	59 895	216	"
2022	59 896	439	"
2022	59 897	78	Цейсс-600, Словакия, FLI, <i>UBVRcIc</i>
2022	59 898	446	Астросиб RC-500, Терскол, FLI Proline 16803, <i>Rc</i>
2022	59 899	202	"
2022	59 905	501	Астросиб RC-500, Уссурийск, ZWO ASI 6200 MM PRO, <i>V</i>
2023	60 193	202	Астросиб RC-500, Терскол, FLI Proline 16803, <i>V</i>
2023	60 198	169	"
2023	60 199	207	"
2023	60 202	130	"
2023	60 203	228	"
2023	60 204	101	"
2023	60 206	195	"
2023	60 207	144	"
2023	60 208	287	"
2023	60 211	147	"
2023	60 212	120	"
2023	60 215	253	"
2023	60 218	388	"
2023	60 224	233	"
2023	60 225	360	Астросиб RC-500, Терскол, FLI Proline 16803, <i>Rc</i>
2023	60 229	227	Астросиб RC-500, Терскол, FLI Proline 16803, <i>V</i>
2023	60 230	378	"
2023	60 231	255	"
2023	60 232	226	"

Примечание. HJD — гелиоцентрическая юлианская дата, *N* — количество измерений.

Таблица 2. Звездные величины V957 Сер на плато и звезд сравнения в системе Джонсона-Казинса

Звезда	V	$U - B$	$B - V$	$V - Rc$	$Rc - Ic$	Примечание
V957 Сер	11.170 ± 0.007	-0.107 ± 0.012	0.364 ± 0.007	0.216 ± 0.015	0.274 ± 0.015	переменная, плато
V957 Сер, A	11.691 ± 0.007	-0.233 ± 0.025	0.271 ± 0.007	0.169 ± 0.015	0.206 ± 0.020	главный компонент
V957 Сер, B	12.586 ± 0.007	0.021 ± 0.025	0.344 ± 0.020	0.244 ± 0.015	0.191 ± 0.025	вторичный компонент
GSC 4487 499	12.359 ± 0.011	0.300 ± 0.024	0.868 ± 0.013	0.600 ± 0.016	0.607 ± 0.016	основная звезда сравнения
GSC 4487 225	12.458 ± 0.012	0.217 ± 0.035	0.695 ± 0.012	0.437 ± 0.017	0.413 ± 0.013	контрольная звезда

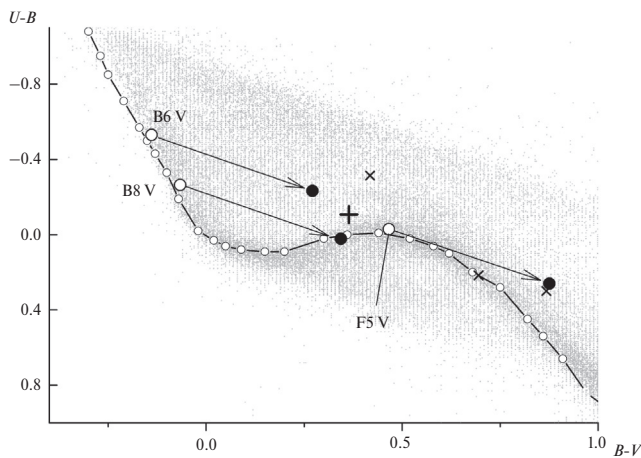


Рис. 1. Двухцветная диаграмма ($U - B$), ($B - V$). Крестиком показано положение V957 Сер. Черные кружки — показатели цвета всех компонентов, включая третий свет. Пустые кружки — индивидуальные показатели цвета, исправленные за межзвездное покраснение. Сплошная линия соответствует нормальным показателям цвета звезд пятого класса светимости согласно [9]. Серый фон — данные каталога [10]. Косые крестики — звезды сравнения.

Таблица 3. Таблица индивидуальных наблюдений

JD_{hel}	Δm
2 459 877.16784	11.3713
2 459 877.16874	11.3827
2 459 877.16964	11.3832
2 459 877.17053	11.3904
2 459 877.17143	11.3899

Примечание. Образец наблюдений, приведенных в базе данных CDS. В первом столбце дана Юлианская гелиоцентрическая дата наблюдения, отнесенная к середине экспозиции, во второй — звездная величина V957 Сер.

Если этого не сделать, то вследствие мерцаний вклад спутника окажется переменным, это существенно снизит точность кривой блеска и уменьшит достоверность получаемых из ее решения параметров.

Помимо собственных наблюдений, в данном исследовании были задействованы массивы данных TESS, которые состоят из трех наблюдательных циклов длительностью 49, 54 и 23 суток. В первых двух циклах измерения идут с интервалом 30 минут, в последнем — 10 минут. Всего доступно 5258 измерений TESS. Мы обнаружили, что глубины минимумов в первых двух циклах наблюдений TESS значительно превышают измеренные нами. Это можно объяснить тем, что в этих наблюдательных циклах оптический спутник вклада в общий блеск системы не вносил. Вероятно, компоненты оптической двойной V957 Сер в этих наблюдениях были разделены. Это подтверждается нулевой долей третьего света, полученной нами из решения этих данных, см. второй столбец табл. 4. Но в наблюдениях третьего, самого короткого цикла TESS, глубины минимумов значительно меньше. Вероятно, при обработке этих данных, блеск спутника был включен в общий блеск V957 Сер (см. третий столбец табл. 4). Подробности обработки измерений данного объекта в программе TESS нам неизвестны, но в дальнейшем мы будем действовать в рамках принятой гипотезы.

Мы использовали такую же методику наблюдений и редукиции данных, что и в предыдущих работах [11, 12, 13, 14, 15]. Окончательные элементы искались методом дифференциальных поправок с определением формальных ошибок варьируемых параметров.

Таблица 4. Элементы, полученные из решений кривых блеска

Параметр	TESS $L_3 = 0$	TESS $L_3 \neq 0$	B	V	R_c	R , с/ш	Среднее
JD	58 793	59 732	59 883	59 877	59 891	59 881	—
r_1	0.1970(1)	0.1943(12)	0.1968(6)	0.1943(3)	0.1958(5)	0.193(2)	0.1967(3)
r_2	0.1492(2)	0.1500(20)	0.1518(7)	0.1490(6)	0.1487(9)	0.152(3)	0.1492(1)
$i,^\circ$	87.146(1)	85.97(1)	87.57(1)	86.54(1)	86.15(1)	85.78(1)	87.09(6)
e	0.1265(1)	0.1240(2)	0.1244(7)	0.1232(2)	0.1266(3)	0.1259(4)	0.1266(2)
$\omega,^\circ$	7.30(1)	10.20(1)	13.39(3)	14.309(7)	17.584(8)	15.72(1)	—
L_1	0.6794(6)	0.577(7)	0.5985(14)	0.6282(20)	0.6256(30)	0.635(13)	—
L_3	0.000(1)	0.144(2)	0.125(5)	0.088(8)	0.080(3)	0.064(5)	—
J_2/J_1	0.851(3)	0.805(3)	0.811(9)	0.794(3)	0.806(3)	0.763(9)	—
u_1	0.222	0.222	0.365	0.299	0.256	0.235	—
u_2	0.248	0.248	0.402	0.346	0.286	0.263	—
N	917	385	805	3457	1866	505	—
σ_{o-c}^m	0.0040	0.0029	0.0119	0.0068	0.0051	0.0041	—

Примечание. JD приведена в формате 2 400 000+ ; R , с/ш — сверхширокая полоса R .

3. ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ
И МЕЖЗВЕЗДНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

На момент начала нашей работы измерения переменной в полосах BVR системы Джонсона были опубликованы в работах [4, 5], в которых приведены результаты одной единственной привязки V957 Сер к звезде HD 222956, величины которой были взяты из каталога ГАИШ [16]. Небольшое отличие данных в этих двух работах является, по-видимому, результатом формального вычета из общего блеска системы доли света оптического спутника [5]. Отсутствие измерений в ультрафиолете не позволяло надежно определить межзвездное поглощение. Таким образом, в связи с недостаточностью фотометрических данных, мы провели независимое определение величин переменной на плато. Измерения были выполнены в обсерватории Старая Лесна Астрономического института Словацкой Академии Наук в фотометрической системе, близкой $UBVRcIc$ Джонсона-Казинса (см. табл. 1). В качестве основного стандарта была взята исследованная нами ранее звезда V1103 Cas [17], которая расположена на небе недалеко от исследуемой области. Величины V1103 Cas нами неоднократно определялись как близкими привязками к постоянным звездам из каталога ГАИШ [16], так и к экваториальным стандартам из работы [18]. Блеск V1103 Cas на плато можно считать постоянным, компоненты ее являются практически идентичными звездами и, что

особенно важно, межзвездное поглощение $E(B - V) = 0.61^m$ достаточно близко к значению поглощения для V957 Сер, $E(B - V) = 0.42^m$. Последнее условие минимизирует ошибку перевода из инструментальных величин ПЗС-фотометра в Старой Лесне в стандартную систему Джонсона-Казинса. Результаты измерений переменной на плато и звезд сравнения представлены в табл. 2 и отображены на рис. 1 в виде косых крестиков. В этих данных учтена физическая переменность V957 Сер: с помощью формулы (1) из раздела 4 была определена фаза пульсаций на момент $UBVRcIc$ — привязки и внесена соответствующая поправка.

Величины в системе Джонсона, приведенные в работе [17, табл. 2], были преобразованы в систему R_c, Ic Казинса по формулам из работы Тейлора [19]. По формуле из этой же работы была определена величина R Джонсона на плато: $R = 10.840 \pm 0.02^m$. Эту величину следует вычесть от данных в полосе R из табл. 3 для приведения величин переменной между минимумами к нулю. Для приведения уровня между минимумами к нулю в других фотометрических полосах следует использовать величины на плато из табл. 2.

С помощью двухцветной диаграммы $U - B, B - V$ (см. рис. 1) было определено значение межзвездного поглощения $E(B - V) = 0.42 \pm 0.01^m$. Эта величина превышает значение из обзора [20]: $E(B - V) = 0.32^{+0.02}_{-0.03}$ mag. Но говорить об избыточном погло-

щении, как это было определено нами ранее для некоторых молодых затменных звезд с эллиптическими орбитами (GG Ori [21], V944 Сер [22], V2544 Cyg [23] и V839 Сер [24]), преждевременно. Данные обзора для близкой к галактическому экватору области V957 Сер могут в дальнейшем быть исправлены.

Полученные за вычетом межзвездного поглощения и блеска оптического спутника показатели цвета дают нам возможность с помощью таблиц из работ [25, 26] определить температуру звезд-компонентов.

Средние показатели цвета каждого из компонентов были определены после решения кривых блеска и они также представлены на рис. 1 и в табл. 2.

4. ФИЗИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ V957 СЕР И РЕШЕНИЕ КРИВЫХ БЛЕСКА

После сведения всех наблюдений в полосе V в единый массив данных и первого решения кривой блеска обнаружилось, что наблюдения разных ночей повторяются неудовлетворительно. Ночные поправки, которые применяются для приведения всех наблюдений к нулевому внезатменному уровню (см., напр. [11, 27]), оказались слишком велики, и в наблюдениях в отдельные ночи наблюдаются тренды. Сначала было предположено, что имеют место чисто аппаратные погрешности. Но по мере их устранения (попадание горячего пикселя на звезду сравнения или переменную, прохождение облака через область и т. д.), выяснилось, что и в блеске либо звезды сравнения, либо переменной, помимо затмений, присутствуют небольшие физические колебания. Полученные из показателей цвета V957 Сер температуры указывают на возможную принадлежность ее компонентов к звездам типа β Цефея («BC» в обозначениях ОКПЗ [28]), либо медленных пульсирующих переменных типа β Цефея («SBC»). На диаграмме Герцшпрунга-Рессела, представленной в работе Де Кампа [29, рис. 1], оба компонента попадают в область нестабильности для звезд указанных типов переменности. V957 Сер в данном отношении оказалась похожей на затменную переменную с быстрым апсидальным вращением AS Cam [30]. Соответственно был применен тот же самый подход к исследованию ее переменности.

Решение кривых блеска мы начали с самых многочисленных наблюдений, полученных в полосе V , всего 20 ночей. Была использована простая модель шаровых звезд с линейным законом потемнения к краю, поиск решения осуществлялся модифицированным методом дифференциальных поправок [31]. Сначала нами было получено предва-

рительное решение кривой блеска, в котором пульсации не учитывались, их вклад просто увеличивал разброс $O - C$.

После получения предварительного набора параметров принятой модели системы, из наблюдений были устранены изменения блеска за счет затмений. Полученный массив данных был исследован с помощью программы, предложенной Волковым в работе [32]. По относительно большому разбросу остаточных отклонений в главном минимуме и по практически отсутствию его во вторичном, было установлено, что пульсирует именно вторичный компонент системы. Мы нашли предварительное значение периода, близкое к 0.66^d , что составляет $1/3$ орбитального периода. Амплитуда пульсаций в долях блеска вторичного компонента L_2 составила $0.018(1)$. Это с учетом ночных поправок, на деле амплитуда должна быть выше. То есть, если бы вторичный компонент был одиночной звездой, то он бы пульсировал в пределах $\pm 0.018^m$. После этого в алгоритм поиска периода были добавлены начальная фаза, амплитуда и период пульсаций. После получения очередного решения проводилось уточнение ночных поправок, число которых n соответствовало количеству дат наблюдений, т. е. $n = 20$ в случае V . Значительную помеху представляло наличие третьего света. Этот параметр сильно завязан на угол наклона орбиты к лучу зрения. Увеличение доли третьего света автоматически приводит к увеличению угла наклона орбиты системы для компенсации уменьшения глубины минимумов. При этом остаточные отклонения $O - C$ меняются незначительно. Вследствие этого формальное решение в полосе V , например, «ушло» в сторону меньших значений третьего света, 0.05% , уменьшив одновременно угол наклона орбиты до $i = 85.5^\circ$. Для выхода из создавшегося положения было необходимо попытаться зафиксировать хотя бы некоторые из величин, уменьшив число свободных параметров. В этом помощь оказало то, что нам удалось независимо измерить блеск оптического спутника в полосе V . Ограничив таким образом величину третьего света снизу, мы, путем нескольких итераций, получили решение, которое приведено в пятом столбце табл. 4. При этом линейные коэффициенты потемнения к краю выбирались на основании таблиц из работы [33] и в конце каждого цикла решений немного уточнялись в соответствии с новыми размерами и температурами звезд.

Дальнейший прогресс в получении наиболее точных параметров системы был достигнут с помощью наблюдений TESS, которым мы приписали полосу наблюдений близкую к I_c [8]. Этот массив был раз-

бит на две неравные части. В первую и самую большую вошли наблюдения из первых двух циклов измерений TESS (см. предыдущий раздел). Хотя мы постулировали, что свет оптического спутника в данные измерения не попадает, мы все же оставили третий свет в качестве независимого параметра. Высокая точность наблюдений TESS позволила разделить все входящие в поиск связанные параметры и подтвердить отсутствие третьего света (см. второй столбец табл. 4). Из оставшихся наблюдений TESS было также получено решение, вклад третьего света оказался значительным (см. третий столбец табл. 4).

Так как наблюдения TESS равномерно распределены внутри интервалов наблюдений и охватывают период в 2.7 года, они были использованы для более подробного исследования пульсаций с помощью программы, предложенной в [32]. Было установлено, что период пульсаций на заданном интервале наблюдений оставался стабильным с сохранением начальной фазы. После добавления наших наблюдений в V , интервал наблюдений был увеличен до 4-х лет, а значение периода уточнено. Максимумы блеска пульсаций могут быть представлены формулой:

$$\text{HJD}_{\max} = 2458766.5319(5) + 0.6642216(5)^d \cdot E, \quad (1)$$

где E — целое число; амплитуда изменений блеска между минимумами в полосе Ic (TESS) составляет $\pm 0.009^m$. В результате полученные данные были включены в программу поиска решений кривых блеска в виде:

$$L_2 = L_{2\text{mean}} \left(1 - A_{\text{puls}} \sin(2\pi(T - T_{\text{puls}}) / P_{\text{puls}}) \right), \quad (2)$$

где T_{puls} — начальная эпоха, отнесенная к нулевому аргументу конкретной синусоиды, P_{puls} — период пульсаций, A_{puls} — амплитуда. Были определены следующие, общие для всех кривых блеска, значения параметров пульсаций: $T_{\text{puls}} = 2458766.0335(5)$, $P_{\text{puls}} = 0.6642216(5)$. При этом $A_{\text{puls}} = 0.02505(2)$ для наблюдений Ic (TESS) и $0.0181(2)$ при наблюдениях в полосе V . Для звезд типа β Цефея немного странный результат, амплитуда колебаний в более коротковолновом диапазоне должна была бы быть больше. Но здесь следует учесть тот факт, что при обработке наблюдений в полосе V мы должны были помимо пульсаций учитывать ночные поправки, вклад которых мог реально маскировать сами пульсации, особенно, при относительно коротких интервалах наблюдений в данную ночь.

Найденный период равен $1/3$ орбитального периода, что является замечательным фактом и может быть использован в построении теории пульсаций звезд типа β Цефея. Можно предположить, что переменное, вследствие эллиптичности орбиты, гравитационное воздействие на внутренние области звезды играет роль балансира или маятника в часовом механизме.

Полученные в результате решения всех кривых блеска геометрические параметры были усреднены и окончательные данные представлены в восьмом столбце табл. 4. Мы вычисляли вес как $\sim (1 / \sigma_{\text{param}}^2) \times (1 / \sigma_{O-C}^2) \times N$, где σ_{param} — формальное значение ошибки параметра, которое выдает программа дифференциальных поправок. Оно приведено в табл. 4 для каждого из параметров в скобках, σ_{O-C} — среднее квадратичное отклонение $O - C$ для решения в конкретной фотометрической полосе (последняя строка в табл. 4), N — количество наблюдательных точек, использованных при решении в каждой конкретной полосе (предпоследняя строка табл. 4). Отметим, что вес значения угла наклона орбиты из решения кривых блеска TESS без третьего света было искусственно увеличен в 10 раз. Третий свет для решения в V принят из непосредственного измерения блеска оптического спутника. Поиск минимума отклонений $O - C$, включающий третий свет, привел к слишком малому значению как угла наклона орбиты, так и третьего света, соответственно 85.5° и $L_3 = 0.053$. Это решение в табл. 4 не включено. Такое значение третьего света совершенно не удовлетворяет непосредственным измерениям. Ошибка решения V для этих значений меньше той, что приведена в табл. 4, всего на 0.0001^m , т. е. дно минимума невязок имеет плоскую форму и допускает значительный разброс по углу наклона орбиты и третьему свету.

В среднее значение эксцентриситета вошло значение, которое мы получили из решения хода остатков отклонений моментов минимумов от линейной формулы, и которое приведено ниже в таблице 9 параметров апсидального движения, его вес был искусственно принят десятикратным от максимального веса значений эксцентриситета из табл. 4. Это значение, полученное совершенно независимым способом, равно $e = 0.1267(1)$. Тем удивительнее хорошее совпадение этой величины с теми, что получены нами из решения кривых блеска. Особенно близко оно совпало со значением из решения TESS без третьего света. Этот факт с одной стороны указывает на высокую достоверность полученных нами параметров, а с другой еще раз подчеркивает насколько значительной может оказаться ошибка

Таблица 5. Относительные светимости компонентов при одинаковой геометрической модели для всех фотометрических полос

Параметр	TESS $L_3 = 0$	TESS $L_3 \neq 0$	B	V	Rc	R
L_1	0.6794(6)	0.5593(7)	0.618(2)	0.6217(10)	0.5952(3)	0.6163(20)
L_3	0.000(1)	0.1816(9)	0.1041(10)	0.1057(9)	0.1252(3)	0.1120(5)
J_2/J_1	0.848(3)	0.801(3)	0.809(8)	0.7934(3)	0.8057(10)	0.7528(30)
A_{puls}	0.0248(5)	0.0210(5)	0.024(1)	0.025(5)	0.0258(5)	0.0350(5)
σ_{o-c}^m	0.0042	0.0031	0.0120	0.0072	0.0055	0.0044

в угле наклона орбиты при неправильном учете третьего света.

Теперь обратимся к наблюдениям в других полосах оптического диапазона, полученным нами в ходе данного исследования, B , Rc , R . Они составляют значительную долю общего массива данных, хотя и не так хорошо заполняют кривую блеска в минимумах, как наблюдения V . Для каждой из трех этих кривых блеска были получены независимые решения тем же методом, что и для наблюдений V . Разумеется, данные о пульсациях отдельно получить невозможно, и мы воспользовались формулой (2). Значительно меньшее количество этих данных обусловило не столь высокую точность получаемых параметров. Поэтому было решено вследствие их недостаточного веса в усреднение не включать. Противоречий с полученными из более точных кривых блеска параметрами не наблюдается. Но совсем бесполезными эти данные назвать нельзя. Взяв за основу параметры из последнего столбца табл. 4 мы варьировали только относительные светимости всех компонентов системы и получили относительный вклад в общий блеск системы каждого из компонентов (см. табл. 5). Данные из этой таблицы позволили нам разделить блеск всех трех компонентов. За основу были взяты измерения блеска на плато и относительные светимости в полосах V , Ic и Rc . Вычисленные на основе этих данных показатели цвета $V - Rc$, $V - Ic$ были с помощью стандартных диаграмм, приведенных в монографии Страйжиса [9], преобразованы в показатели цвета $B - V$. Нам пришлось так поступить, потому что в нашем распоряжении имеются наблюдения в полосе B только в три ночи. Поэтому полученные непосредственно из решения относительные светимости компонентов (см. табл. 5) имеют для этой полосы слишком большие ошибки и не позволяют непосредственно определить этот показатель цвета с нужной точностью. Полученные показатели $B - V$ каждого из компонентов определили их положение на диаграмме $U - B$, $B - V$ (см. рис. 1, табл. 2). Наш опыт показывает,

что полученные таким косвенным методом данные, хоть и должны иметь несколько большие ошибки, чем полученные непосредственно из решений высокоточных кривых блеска, но вполне достоверны. Полученные индивидуальные показатели цвета компонентов были исправлены за межзвездное покраснение (см. рис. 1). Из этого рисунка видно, что если не учитывать блеск спутника, то значение межзвездного поглощения окажется завышенным, «отбеленные» показатели цвета компонентов практически не изменятся.

Все полученные решения представлены на рис. 2 и 3. Заметно, что остаточные отклонения в главном минимуме выше, чем во вторичном, даже после учета пульсаций. Вероятно, амплитуда и форма пульсаций могут меняться, оставаясь стабильными только в среднем.

5. ВЛИЯНИЕ ИСКАЖЕНИЙ ФОРМЫ КОМПОНЕНТОВ НА ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

До сих пор мы не учитывали тот факт, что относительные размеры компонентов системы оказались значительными, близкими к 0.2 от большой полуоси орбиты. Поэтому форма звезд должна отличаться от идеального шара, они должны быть немного вытянуты навстречу друг другу, что увеличивает блеск звезды в квадратурах. Для оценки эффекта наиболее подходят наблюдения TESS, так как они равномерно покрывают всю кривую блеска. Здесь нас в первую очередь будут интересовать наблюдения между минимумами. Свернутые с орбитальным периодом они представлены на верхней панели на рис. 4. Хорошо видны две волны, соответствующие двум первым интервалам наблюдений TESS, в которых отсутствовал третий свет. Утроенный период пульсаций почти на 6 минут длиннее орбитального, за прошедшие между этими двумя сериями 70 циклов обращения звезд по эллиптической орбите фаза пульсаций сместилась почти на половину периода пульсаций, и они оказались в противофазе, что отлично

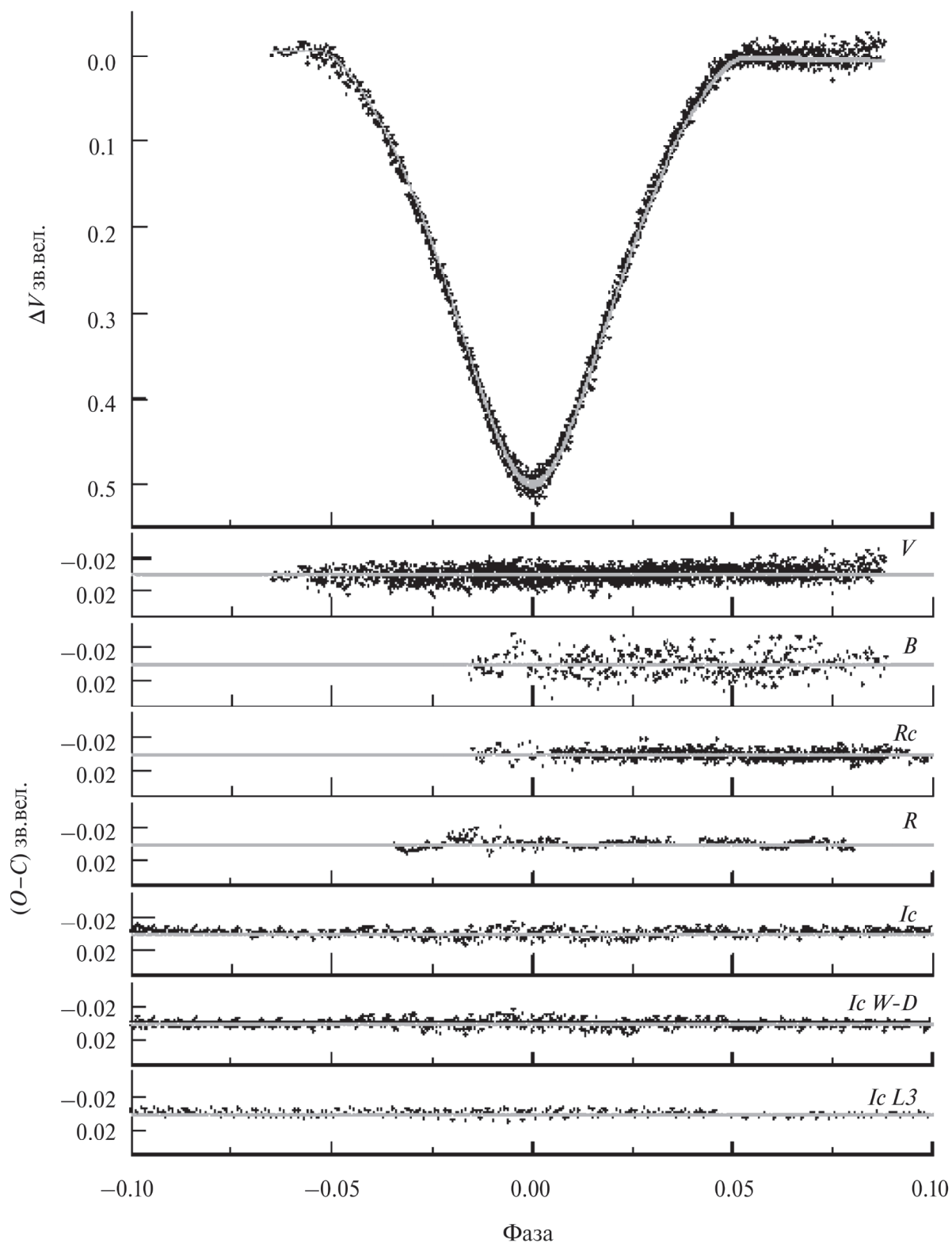


Рис. 2. Наблюдения в полосе V в главном минимуме, полученные в данной работе (верхняя панель). Ниже представлены отклонения $O - C$ наблюдаемых точек от модельных кривых для всех фотометрических полос. I_c — решение для наблюдений TESS в отсутствии третьего света; непосредственно под ними эти же наблюдения, но решенные методом Вильсона–Девинья ($I_c W - D$); $I_c L3$ — наблюдения TESS, в которых третий свет присутствует. Масштаб по вертикали одинаков для всех полос наблюдений, что дает наглядное представление как о точности наблюдений, так и о соответствии их найденной модели.

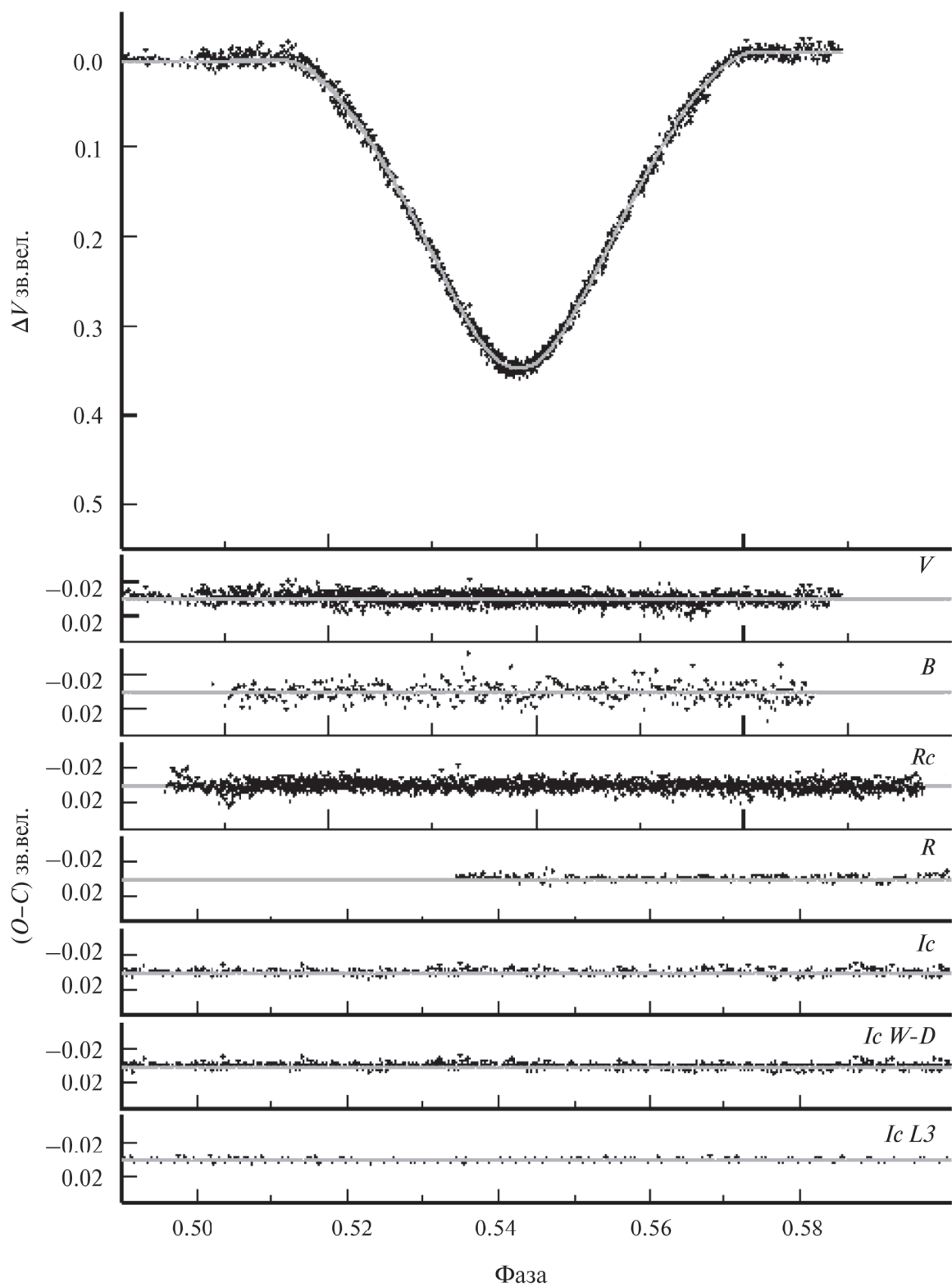


Рис. 3. Наблюдения во вторичном минимуме, обозначения те же, что и на рис. 2.

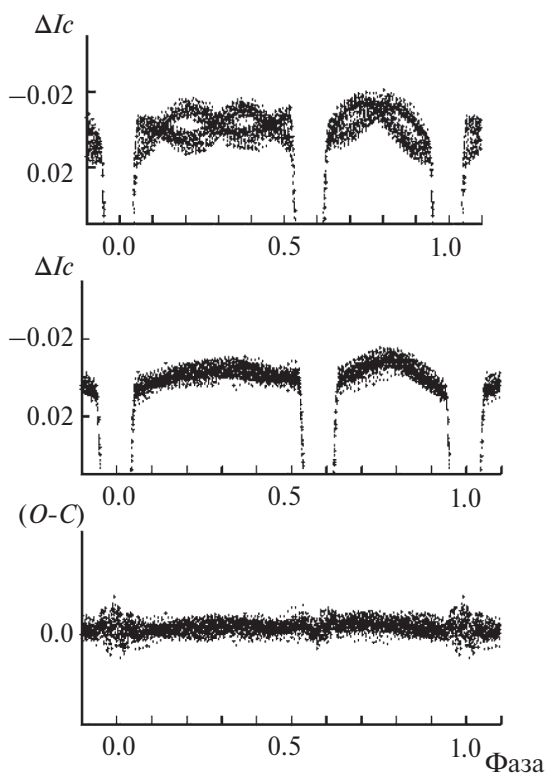


Рис. 4. Наблюдения TESS, свернутые с орбитальным периодом. На верхней панели представлены необработанные данные, масштаб по оси ординат увеличен, видны синусоидальные колебания на плато. На средней панели представлены эти же наблюдения, но исправленные за пульсации вторичного компонента. Заметны эффекты близости. На нижней панели представлены остаточные отклонения наблюдений от теоретической модели, построенной методом Вильсона–Девиней, $\sigma = 0.0034^m$.

видно на рисунке. Кривая блеска, свернутая с орбитальным периодом после устранения из наблюдений TESS пульсаций, представлена на средней панели рис. 4. Здесь уже хорошо видны горбы на фазах 0.29 и 0.79, которые соответствуют максимальным видимым наблюдателю размерам компонентов. Мы предприняли попытку решить исправленную от влияния пульсаций кривую блеска с помощью программы РНОЕВЕ, реализующей алгоритм Вильсона–Девиней [34]. Остаточные отклонения решения представлены на нижней панели рис. 4. Среднеквадратичное отклонение отдельной точки составило $\pm 0.0034^m$.

Так как пользоваться набором параметров, составляющих основу метода, достаточно неудобно, то, учитывая, что форма компонентов не слишком сильно отклоняется от сферы, мы не приводим здесь потенциалы, определяющие форму звезд в модели

Роша, а просто указываем, что средние радиусы компонентов следует в сравнении с данными табл. 4 увеличить на 0.0005. Что и было сделано нами при дальнейших вычислениях физических параметров системы. Температуры звезд были заданы в соответствии с полученными нами ранее показателями цвета, линейные коэффициенты потемнения к краю тоже, коэффициенты гравитационного потемнения и альбедо стандартные. Результат нельзя считать полностью удовлетворительным, ошибки до конца минимизировать не удалось. Вероятно, данная система является идеальным случаем для использования алгоритма Этцеля [35], в котором звезды представляются трехосными эллипсоидами.

6. АБСОЛЮТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМЫ, СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ С ТЕОРИЕЙ

Для V957 Сер отсутствуют спектральные наблюдения высокого разрешения, которые позволили бы построить кривую лучевых скоростей и непосредственно определить массы компонентов, а форма компонентов недостаточно искажена эффектами близости, чтобы из общей кривой блеска было бы возможно оценить отношение масс. В работе [5] приведен спектр грубого разрешения, из которого авторами сделана оценка спектрального класса объекта B7 V–A3 V. При этом не совсем понятно, измерялся ли одновременно спектр оптического компонента или нет. Если измерялся, то, возможно, спектр A3 V относится именно к нему. Также для V957 Сер известен параллакс GAIA DR3 $\pi = 0.00071(1)''$. На данный момент это все независимые данные о V957 Сер, которые можно получить не из решений кривых блеска. Полученные нами из решения кривых блеска показатели цвета хорошо соответствуют указанным спектрам, но вот значение фотометрического параллакса оказалось на 15% больше. Возможно, на определение параллакса спутником GAIA сильно влияет наличие у V957 Сер близкого оптического спутника.

Увеличив в соответствии с решением методом Вильсона–Девиней относительные размеры компонентов, мы с помощью косвенного метода, описанного впервые в работе [36] и более подробно в статье [37], определили абсолютные характеристики звезд. Результаты приведены в табл. 6. За основу были взяты температуры, полученные в соответствии с калибровками Поппера [26]. Калибровка Флауэра [25] предполагает температуру главного компонента почти на одну тысячу градусов меньше. Если принять эту калибровку, то расстояние до

Таблица 6. Абсолютные параметры V957 Сер

Параметр	Главный компонент	Вторичный компонент
Масса, $M_{\odot}$	4.0 ± 0.2	3.0 ± 0.15
Радиус, $R_{\odot}$	2.55 ± 0.05	1.93 ± 0.04
Светимость, $\lg L_{\odot}$	2.40 ± 0.05	1.88 ± 0.05
$(B - V)_0^m$	-0.139 ± 0.022	-0.066 ± 0.022
$(U - B)_0^m$	-0.530 ± 0.032	-0.265 ± 0.032
Эффективная температура, T_{eff} , К	$14\,550 \pm 300$	$12\,400 \pm 250$
Спектральный класс	B6 V	B8 V
Гравитационное ускорение, $\lg g$, см/с ²	4.242 ± 0.008	4.352 ± 0.006
Болометрическая поправка, В.С., mag	-1.26	-0.815
Абс. визуальные величины, M_v , mag	-0.01 ± 0.06	0.84 ± 0.05
Межзвездное поглощение, $E(B - V)$, mag	0.42 ± 0.01	
Большая полуось, a , $R_{\odot}$	12.69 ± 0.06	
Расстояние до системы, пк	1200 ± 50	
Фотометрический параллакс, π , ''	0.00083 ± 0.00004	
Возраст системы, млн. лет	0.0 ± 20	

системы окажется еще на 10% ближе в сравнении с GAIA. Этот факт не может служить окончательным аргументом в выборе той или иной калибровки, но вкупе с тем, что в наших предыдущих работах уже отмечалась бóльшая пригодность калибровки Поппера для ранних звезд, мы останавливаем свой выбор на ней. Отметим, что на возраст звезд выбор той или иной калибровки в данном случае не влияет.

Поместив полученные абсолютные данные о звездах на эволюционные графики $\lg g - \lg T$ и $\lg L - \lg T$ (см. рис. 5, 6), Рис. 5, 6 мы оценили возраст компонентов. Оказалось, что главный компонент уже успел разместиться на Начальной Главной Последовательности (НГП), а вторичный расположен вблизи нее, но немного ниже, возможно заканчивая свою контракционную фазу. При этом полученные нами значения масс говорят о том, что химический состав звезд должен быть близким солнечному. Оба графика построены именно для солнечного химического состава. Более точный анализ будет возможен только после получения кривой лучевых скоростей для обоих компонентов затменной двойной.

Вычитая из блеска V957 Сер на плато из табл. 2 блеск компонентов, тоже представленный в этой

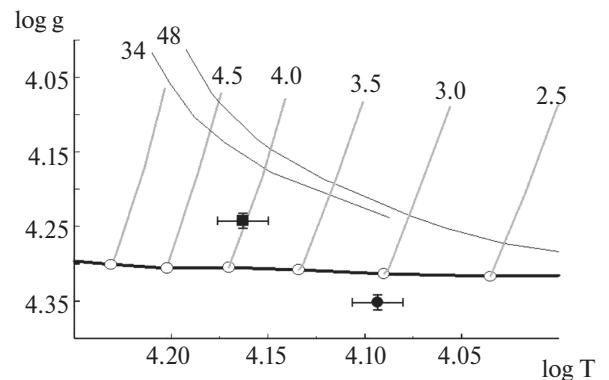


Рис. 5. Эволюционные треки, показывающие зависимость ускорения свободного падения от температуры звезды, построенные по данным [38] для избранных масс звезд. Сплошной жирной линией показано положение Начальной Главной Последовательности, ZAMS. Главный компонент обозначен заполненным квадратом, вторичный — кружком. Показаны ошибки определения параметров. Для оценки масштаба сплошными кривыми линиями показаны изохроны для двух возрастов, указанных на рисунке, в млн. лет. Все теоретические данные приведены для солнечного химического состава.

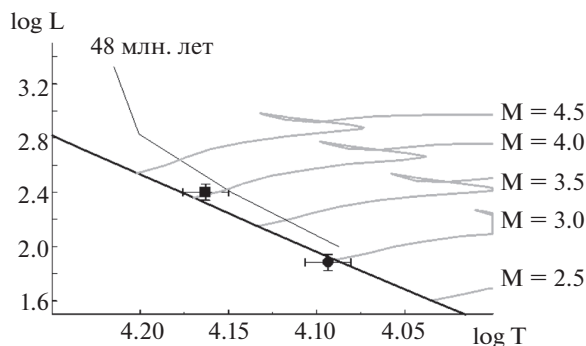


Рис. 6. Зависимость светимости звезд в солнечных единицах от температуры для избранных масс [38]. Обозначения те же, что и на рис. 5.

таблице, получим следующие показатели цвета для оптического спутника: $B - V = 0.876 \pm 0.03^m$, $V - B = 0.260 \pm 0.03^m$. Принимая, что оптический спутник реально гравитационно связан с системой (это вполне вероятно, исходя из его углового расстояния до V957 Сер), мы можем определить его непокрасненные звездные величины как $(B - V)_0 = 0.466 \pm 0.03^m$, $(U - B)_0 = -0.03 \pm 0.03$. Данным показателям цвета из калибровки Флауэра [25] соответствует температура $T_3 = 6400$ К и болометрическая поправка $(B.C.)_3 = -0.001$. Воспользовавшись простым алгоритмом косвенного метода для третьего света, описанным в работе [37], получим: $M_3 = 1.4 M_\odot$, $R_3 = 1.6 R_\odot$, $\lg g_3 = 4.17$. Мы не приводим ошибки, так как это простая оценка параметров оптического спутника, которую мы собираемся уточнить в дальнейшем специальными наблюдениями. Данный набор параметров соответствует уже заметно проэволюционировавшей звезде спектрального класса F5 V. Показатели цвета оптического спутника, вычисленные на основе данных табл. 5, отягощены значительными ошибками. К тому же, в фотометрической полосе V наблюдается значительное превышение третьего света, получаемого из решения кривых блеска, над измеренным непосредственно. Это может указывать на присутствие в системе дополнительного, четвертого компонента позднего спектрального класса, что будет обсуждаться в разделе 8.

7. ВРАЩЕНИЕ ЛИНИИ АПСИД

Первое определение периода апсидального вращения V957 Сер было получено в работе Козыревой и др. [4]. Он был определен в 160 лет. По мере накопления наблюдательного материала это значение уточнялось [5], и в результате авторы пришли к значению в полтора раза большему, 245 лет [7]. Нами было получено дополнительно 29 моментов мини-

мумов в современную эпоху и на основании всего доступного материала определено точное значение периода апсидального вращения, которое оказалось равным половине последнего измерения, $U_{\text{aps}} = 123$ года. Использувавшиеся для анализа моменты минимумов приведены в табл. 7, 8. К непосредственно полученным нами моментам минимумов были добавлены моменты минимумов, определенные с помощью найденной в данном исследовании модели двойной системы с пульсирующим компонентом из наблюдений TESS. Также были использованы все имеющиеся в литературе данные. Наблюдения ROTSE в анализ включены не были ввиду их малой точности. В первом столбце табл. 7, 8 указан момент минимума, во втором — остаточные отклонения моментов минимумов $O - C$ от линейной формулы, в третьем — то же самое, но после учета апсидального вращения.

При поиске параметров апсидального движения использовалась минимизация остаточных отклонений $O - C$ моментов минимумов, представленных с помощью формулы (27) из работы Гименеза и Гарсии-Пелайо [41]. В этой формуле учитываются пять первых членов разложения в ряд, что является даже некоторым избытком точности для имеющихся данных. Ввиду небольшого количества параметров и простоты вычислений поиск осуществлялся простым перебором. Ошибки полученного решения определяются ошибками исходных данных. Угол наклона орбиты к лучу зрения имеет малое влияние на конечный результат и был зафиксирован в соответствии с найденной моделью (см. последний столбец табл. 4). За начальную эпоху был принят момент, когда долгота периастра равнялась 90° , она также была включена в поиск. Другими параметрами были аномалистический период системы (однозначно связанный с периодом сидерическим), период апсидального вращения и эксцентриситет орбиты. На рис. 7 представлен ход невязок при поиске начальной эпохи. Видно, что минимум невязок определяется достаточно уверенно. На рис. 8 представлен ход отклонений моментов минимумов от линейной формулы под влиянием вращения линии апсид. Окончательно принятые параметры апсидального вращения и их ошибки представлены в табл. 9. Приведенное в этой таблице значение эксцентриситета очень точное и было использовано при построении модели двойной системы. Остаточные отклонения моментов минимумов от этой модели представлены во вторых столбцах табл. 7, 8. Странным оказался тот факт, что точность определения моментов главных минимумов, когда вклад переменного вторич-

Таблица 7. Индивидуальные моменты главных минимумов, использовавшиеся в работе

HJD (2 400 000+)	ε_1 , сутки	ε_2 , сутки	Примечание
54 710.4925(2)	−0.0760	0.0005	[39]
55 076.4176(1)	−0.0776	0.0001	[40]
55 122.1578	−0.0780	−0.0002	[5]
55 806.2827 ::	−0.0773	0.0022	[5]
56 536.1511 ::	−0.0737	0.0067	[5]
57 558.3524	−0.0808	−0.0006	[7]
58 123.1541	−0.0791	0.0003	[7]
58 125.1421	−0.0798	−0.0004	[7]
58 793.35851(5)	−0.0775	0.0004	TESS, данная работа
58 986.26629(5)	−0.0767	0.0006	TESS, данная работа
59 141.3869	−0.0772	−0.0004	[7]
59 732.04329(5)	−0.0744	0.0003	TESS, данная работа
59 877.22079	−0.0743	−0.0003	V , данная работа
59 881.1974(4)	−0.0752	−0.0011	R , данная работа
59 883.1867(3)	−0.0746	−0.0006	B , данная работа
59 891.14197	−0.0743	−0.0003	Rc , данная работа
59 895.11937	−0.0743	−0.0004	Rc , данная работа
59 899.09708	−0.0741	−0.0001	Rc , данная работа
59 905.06328	−0.0741	−0.0002	V , данная работа
60 193.43095	−0.0726	0.0000	V , данная работа
60 199.39669	−0.0731	−0.0005	V , данная работа
60 203.37406	−0.0732	−0.0006	V , данная работа
60 215.30730	−0.0723	0.0002	V , данная работа
60 225.24989	−0.0734	−0.0009	Rc , данная работа
60 229.22841	−0.0723	0.0001	V , данная работа
60 231.21612	−0.0734	−0.0009	V , данная работа

Примечание. В первом столбце указан момент минимума, ε_1 — остаточные отклонения моментов минимумов $O - C$ от линейной формулы, ε_2 — то же самое, но после учета апсидального вращения.

ного компонента в общий блеск системы максимален, лучше, чем для вторичных, соответственно ± 0.0005 и ± 0.0006 суток. Такое соотношение сохраняется и для имеющих наивысшую точность наблюдений TESS. С чем связан данный факт, пока неясно. Возможно, мы имеем дело с наличием на поверхности вторичного компонента медленно дрейфующих пятен достаточно большого размера, которые искажают форму именно вторичного минимума, приводя к увеличению ошибки определения момента.

Теперь обратимся к теории. Найденные нами абсолютные параметры системы позволяют на осно-

вании теоретических расчетов Кларета [42], определить константы концентрации вещества к центру звезд: $k_{2,1} = 0.0074$, $k_{2,2} = 0.0063$. Тогда по формулам из работы Шакуры [43] ожидаемая скорость апсидального вращения за счет вращательного и приливного искажения формы звезд-компонентов в условиях синхронизма вращательного и орбитального моментов в периастре составит $\dot{\omega}_{\text{class}} = 2.90 \pm 0.07^\circ/\text{год}$. Оценка масс компонентов и точное значение эксцентриситета позволяет с помощью формул [44] получить релятивистский вклад во вращение линии апсид: $\dot{\omega}_{\text{rel}} = 0.023 \pm 0.002^\circ/\text{год}$. Все вместе это дает теоретически ожидаемую ско-

рость вращения линии апсид: $\dot{\omega}_{\text{theor}} = 2.92 \pm 0.07^\circ / \text{год}$. Сравним это значение с полученным нами из наблюдений: $\dot{\omega}_{\text{obs}} = 2.91 \pm 0.02^\circ / \text{год}$, что соответствует $U_{\text{aps}} = 123 \pm 0.8$ года. Совпадение оказалось абсолютным. Данный факт может указывать на то, что в системе, несмотря на ее молодость, уже насту-

пила синхронизация. Но если в V957 Сер будет реально обнаружен дополнительный невидимый компонент, то при вычислении теоретического значения скорости апсидального вращения будет необходимо учесть его вклад. Тогда теоретическое значение может сильно отклониться от наблюдаемого, и о синхронизации в системе речи идти уже не будет.

Таблица 8. Индивидуальные моменты вторичных минимумов, использовавшиеся в работе

HJD (2 400 000+)	ε_1 , сутки	ε_2 , сутки	Примечание
54 741.4657(5)	0.0719	0.0009	[39]
55 089.4949(2)	0.0729	0.0002	[40]
55 093.4725(2)	0.0731	0.0003	[40]
55 113.3595	0.0728	−0.0001	[7]
55 121.3150	0.0733	0.0005	[5]
55 819.3656 ::	0.0789	0.0031	[5]
56 533.3261 ::	0.0844	0.0064	[5]
57 557.5182	0.0794	−0.0007	[7]
58 649.3333	0.0804	0.0000	[7]
58 792.52311(5)	0.0815	0.0012	TESS, данная работа
58 842.2403	0.0804	0.0001	[7]
58 985.42955(5)	0.0809	0.0007	TESS, данная работа
59 733.19223(5)	0.0802	0.0013	TESS, данная работа
59 878.3678(2)	0.0783	−0.0002	<i>R</i> , данная работа
59 882.34496	0.0780	−0.0005	<i>Rc</i> , данная работа
59 890.2999(2)	0.0780	−0.0005	<i>B</i> , данная работа
59 892.28932	0.0787	0.0002	<i>Rc</i> , данная работа
59 896.26691	0.0788	0.0003	<i>Rc</i> , данная работа
59 898.25525	0.0784	−0.0001	<i>Rc</i> , данная работа
60 198.55356	0.0782	0.0005	<i>V</i> , данная работа
60 202.52956	0.0767	−0.0010	<i>V</i> , данная работа
60 206.50823	0.0779	0.0003	<i>V</i> , данная работа
60 208.49611	0.0771	−0.0006	<i>V</i> , данная работа
60 212.47368	0.0772	−0.0005	<i>V</i> , данная работа
60 218.44018	0.0775	−0.0001	<i>V</i> , данная работа
60 224.40600	0.0771	−0.0005	<i>V</i> , данная работа
60 230.37251	0.0774	−0.0002	<i>V</i> , данная работа
60 232.36202	0.0782	0.0006	<i>V</i> , данная работа

Примечание. В первом столбце указан момент минимума, ε_1 — остаточные отклонения моментов минимумов *O* — *C* от линейной формулы, ε_2 — то же самое, но после учета апсидального вращения.

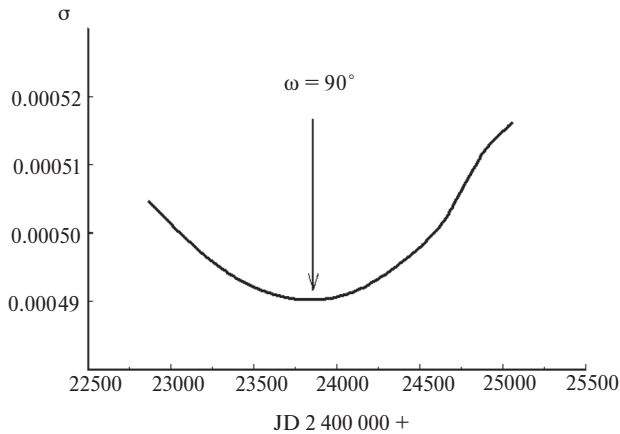


Рис. 7. Ход остаточных уклонений $O - C$ моментов минимумов в наилучшей модели апсидального вращения при разных значениях начальной эпохи, за которую принимается значение долготы периастра $\omega = 90^\circ$. Минимуму невязок соответствует дата JD 2 423 857.

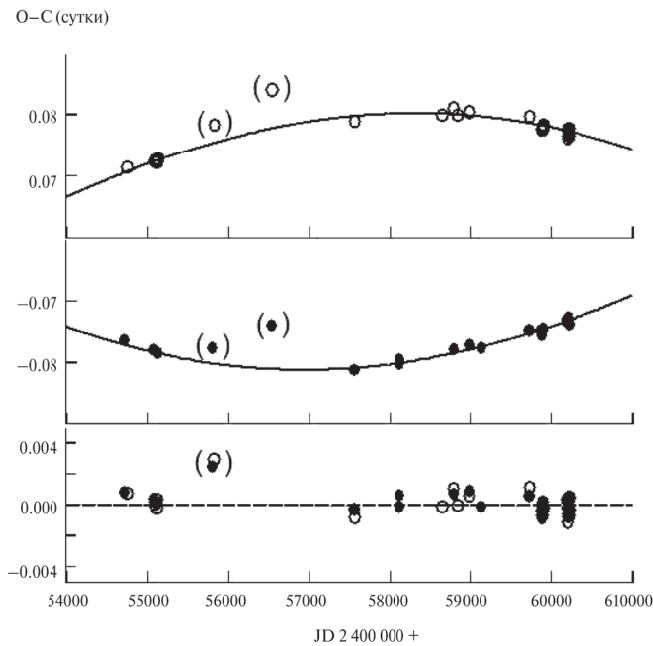


Рис. 8. Остаточные уклонения моментов минимумов от линейной формулы при $P_1 = P_2 = P_s$ — сидерический период. Верхняя панель — вторичные минимумы, обозначены пустыми кружками. Средняя панель — главные минимумы (заполненные кружки). Сплошными линиями показан теоретический ход остатков $O - C$, построенный с параметрами из табл. 9. Ошибки определения моментов меньше размеров кружков. На нижней панели в более крупном масштабе показаны отклонения наблюдаемых точек от теоретических вычислений. Четыре точки из литературы, которые мы посчитали грубыми ошибками, взяты в скобки. На нижней панели одна пара этих точек ушла за верхний край рисунка.

Таблица 9. Параметры апсидального движения V957 Сер

Параметр	Значение
T_0 (HJD), 2 400 000+	23 857(50)
P_{an} , сут	1.988732604(2)
P_s , сут	1.988644774(2)
e	0.12673(6)
$\dot{\omega}$, $^\circ$ /год	2.92(2)
ω_0 , $^\circ$	90
U_{aps} , годы	123.3(2)

Примечание. P_{an} — аномалистический период системы, P_s — сидерический период; U_{aps} — период апсидального движения.

8. ГИПОТЕЗА ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО КОМПОНЕНТА В СИСТЕМЕ

В работе [7] было предположено наличие в ходе остатков моментов минимумов $O - C$ светового уравнения, что могло говорить о наличии в системе дополнительного спутника, физически связанного с V957 Сер. Полученное в данной работе значение третьего света превышает блеск оптического спутника (см. табл. 4 и 5), что свидетельствует в пользу дополнительного компонента — четвертого света. Точность измерения третьего света из решения даже очень точных кривых блеска, все же, недостаточна, чтобы делать определенные выводы. Кроме того, наличие светового уравнения было предположено авторами [7], в том числе на основании четырех сильно отклонившихся моментов минимумов и не совсем верным учетом апсидального вращения, ведь полученная ими величина скорости почти в два раза меньше истинного значения. Также авторы [7] не указывают какой именно компонент пульсирует, и как ими учитывались пульсации при определении точных моментов минимумов. Проверка, предпринятая нами на основании наших собственных данных, показала, что неучет пульсаций может приводить к ошибке в определении момента минимума до ± 0.0009 суток.

Большое количество новых измерений, полученных в данной работе, такого разброса как в [7] не показывает (см. рис. 8). Но полностью исключить наличие светового уравнения небольшой амплитуды на уровне ошибок наблюдений мы все же не можем, т. к. остатки $O - C$ моментов минимумов после вы-

чета апсидального вращения равны ± 0.00056 суток. Это значительно больше, чем предельная точность определения момента минимума, достигаемая в наших исследованиях, ± 0.00012 суток [45].

Для окончательного разрешения вопроса о наличии в системе невидимого спутника необходимо, во-первых, измерить с хорошей точностью блеск оптического компонента, играющего роль помехи, во-вторых, получить спектры высокого разрешения V957 Сер, исключив из измерений оптический спутник и, наконец, продолжить фотометрические наблюдения с целью выявления возможной периодичности в ходе остатков $O - C$. Отметим, что параметры апсидального вращения значительно улучшить не удастся, нами зафиксированы дуги, аппроксимирующие ход остатков $O - C$ под воздействием апсидального вращения продолжительностью в 16 лет. Достигнута точность лучше одного процента, надежность данных подтверждается отличным совпадением значений эксцентриситетов, полученных из решения кривых блеска и из моментов минимумов. Это не значит, что следует отказаться от дальнейших наблюдений моментов минимумов. Хотя апсидальное вращение зафиксировано очень хорошо, в ходе остатков $O - C$ остается небольшая неопределенность, которая может реально привести к обнаружению дополнительного компонента в системе V957 Сер. Тогда теоретическое значение скорости апсидального вращения V957 Сер придется пересмотреть и условие синхронизма вращательных и орбитального моментов нарушится.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ фотоэлектрических наблюдений V957 Сер позволил определить надежные геометрические и физические параметры. Впервые с высокой точностью измерена скорость апсидального движения, которая оказалась равна теоретической при условии синхронизма осевых и орбитальных вращательных моментов и отсутствия дополнительного ускорения вращения линии апсид за счет третьего тела. Вторичный компонент системы оказался переменной звездой типа β Цефея, пульсирующей с постоянными на протяжении уже 4-х лет частотой и начальной фазой. В ходе остатков уклонений моментов минимумов после учета апсидального вращения наблюдается разброс, несколько превышающий обычное для звезд данного типа значение, причиной которого, возможно, является невидимый спутник, а также наличие пятен на поверхности компонентов. Необходимы дальнейшие регулярные наблюдения системы.

Авторы статьи благодарят сотрудников Уссурийской обсерватории Института прикладной математики РАН и Центра коллективного пользования «Терскольская обсерватория» ИНАСАН за проведенные наблюдения. В работе использовались база данных SIMBAD Страсбургского центра астрономических данных (Франция) и служба библиографических ссылок ADS (NASA, США).

Выражаем особую благодарность анонимному рецензенту, который тщательным анализом нашей статьи помог устранить допущенные нами небольшие, но досадные неточности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. A. Otero, P. Wils, G. Hoogeveen, and P. A. Dubovsky, *Inform. Bull. Var. Stars* № 5681, 1 (2006).
2. P. R. Woźniak, W. T. Vestrand, C. W. Akerlof, R. Balsano, *et al.*, *Astron. J.* 127(4), 2436 (2004).
3. И. М. Волков, Н. С. Волкова, *Астрон. журн.* 86(2), 158 (2009).
4. V. S. Kozyreva, A. V. Kusakin, and J. Menke, *Inform. Bull. Var. Stars* № 6020, 1 (2012).
5. V. S. Kozyreva and A. V. Kusakin, *Astrophysics* 57(2), 221 (2014).
6. В. С. Козырева, А. В. Кусакин, Т. Крайчи, А. И. Богомазов, *Астрофиз. бюлл.* 74(4), 454 (2019).
7. V. S. Kozyreva, A. V. Kusakin, A. Bogomazov, C. Omarov, and A. Krylov, *Peremennye Zvezdy* 42(4), 17 (2022).
8. K. G. Stassun, R. J. Oelkers, M. Paegert, G. Torres, *et al.*, *Astron. J.* 158(4), id. 138 (2019), arXiv:1905.10694 [astro-ph.SR].
9. V. Straižys, *Multicolor stellar photometry* (Tucson: Pachart Pub. House, 1992).
10. J. C. Mermilliod, M. Mermilliod, and B. Hauck, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 124, 349 (1997).
11. И. М. Волков, Н. С. Волкова, Д. Хохол, *Астрон. журн.* 87(5), 462 (2010).
12. И. М. Волков, Н. С. Волкова, И. В. Николенко, Д. Хохол, *Астрон. журн.* 88(9), 894 (2011).
13. И. М. Волков, Д. Хохол, А. С. Кравцова, *Астрон. журн.* 94(5), 436 (2017).
14. И. М. Волков, А. С. Кравцова, *Астрон. журн.* 97(3), 190 (2020).
15. M. A. Burlak, I. M. Volkov, and N. P. Ikonnikova, *Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso* 48(4), 536 (2018), arXiv:1809.00884 [astro-ph.SR].
16. V. G. Kornilov, I. M. Volkov, A. I. Zakharov, L. N. Kozyreva, L. N. Kornilova, and *et al.*, *Trudy Gosud. Astron. Sternberga* 63, 4 (1991).

17. *И. М. Волков, А. С. Кравцова*, Астрон. журн. 99(6), 470 (2022).
18. *T. J. Moffett and T. G. Barnes*, III, Astron. J. 84, 627 (1979).
19. *B. J. Taylor*, Astrophys. J. Suppl. 60, 577 (1986).
20. *G. M. Green, E. F. Schlafly, D. P. Finkbeiner, H.-W. Rix, et al.*, 810(1), id. 25 (2015).
21. *И. М. Волков, Х. Ф. Халиуллин*, Астрон. журн. 79(9), 1 (2002).
22. *I. M. Volkov, L. A. Bagaev, and D. Chochol*, in Living Together: Planets, Host Stars and Binaries, Proc. of a conference held 8–12 September 2014 in Litomysl, Czech Republic; edited by S. M. Rucinski, G. Torres, and M. Zejda. ASP Conf. Ser. 496 (San Francisco: Astron. Soc. Pacific, 2015), p. 266 (2015).
23. *I. M. Volkov, L. A. Bagaev, and D. Chochol*, in The ESO Workshop on the Impact of Binaries on Stellar Evolution, edited by G. Beccari and H. M. J. Boffin, ESO Garching, July 3–7, 2017 (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2017).
24. *I. M. Volkov, L. A. Bagaev, A. S. Kravtsova, and D. Chochol*, Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso 49(2), 434 (2019).
25. *P. J. Flower*, 469, 355 (1996).
26. *D. M. Popper*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 18, 115 (1980).
27. *I. M. Volkov and A. S. Kravtsova*, Astron. J. 164(5), id. 194 (2022), arXiv:2109.03925 [astro-ph.SR].
28. *Н. Н. Самусь, Е. В. Казаровец, О. В. Дурлевич, Н. Н. Куреева, Е. Н. Пастухова*, Астрон. журн. 94(1), 87 (2017).
29. *P. De Cat*, Radial and Nonradial Pulsations as Probes of Stellar Physics, edited by C. Aerts, T. R. Bedding, and J. Christensen-Dalsgaard (San Francisco: Astron. Soc. Pacific, 2002), ASP Conf. Proc. 259, p. 196 (2002).
30. *И. М. Волков*, Астрон. журн. 100(4), 319 (2023).
31. *А. И. Халиуллина, Х. Ф. Халиуллин*, Астрон. журн. 61, 393 (1984).
32. *I. M. Volkov*, Peremennye Zvezdy 42(1), 1 (2022).
33. *R. A. Wade and S. M. Rucinski*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 60, 471 (1985).
34. *A. Prša and T. Zwitter*, 628(1), 426 (2005).
35. *D. M. Popper and P. B. Etzel*, Astron. J. 86, 102 (1981).
36. *K. F. Khaliullin*, 299, 668 (1985).
37. *I. M. Volkov, D. Chochol, J. Grygar, M. Mašek, and J. Juryšek*, Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso 47(1), 29 (2017).
38. *L. Girardi, A. Bressan, G. Bertelli, and C. Chiosi*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 141, 371 (2000).
39. *L. Brát, L. Šmelcer, H. Kučáková, R. Ehrenberger, et al.*, Open European J. Var. Stars 0094(1), 1 (2008).
40. *L. Brát, J. Trnka, L. Šmelcer, M. Lehky, et al.*, Open European J. Var. Stars 137, 1 (2011).
41. *A. Gimenez and J. M. Garcia-Pelayo*, Astrophys. Space Sci. 92(1), 203 (1983).
42. *A. Claret*, Astron. and Astrophys. 424, 919 (2004).
43. *Н. И. Шакура*, Письма в Астрон. журн. 11, 536 (1985).
44. *T. Levi-Civita*, American J. Mathematics 59(2), 225 (1937).
45. *Л. А. Багаев, И. М. Волков, И. В. Николенко*, Астрон. журн. 95(10), 702 (2018).

V957 CEP IS A ZERO-AGE ECLIPSING SYSTEM**I. M. Volkov^{1,*}, S. A. Naroenkov^{2,**}, A. S. Kravtsova^{1,***}**¹*Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*²*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia***E-mail: hwp@yandex.ru****E-mail: snaroenkov@inasan.ru*****E-mail: kravts@yandex.ru*

New high-precision photometric measurements of the V957 Cep system ($P = 1.99\text{d}$, $V = 11.17$, $e = 0.127$, B6 V+B8 V), as well as an integrated approach to orbital parameters determining based both on photometric solutions of the light curves and on the study of the course of residual deviations of the minima timings from the linear formula $O - C$ made it possible for the first time to accurately measure the apsidal motion rate: $\dot{\omega}_{\text{obs}} = 2.91^\circ/\text{year}$, which coincided with the theoretical value under the condition of the orbital and axial rotations synchronism: $\dot{\omega}_{\text{theor}} = 2.92^\circ/\text{year}$. The physical parameters of the component stars were obtained: $T_1 = 14550 \pm 300\text{ K}$, $M_1 = 4.0 \pm 0.2 M_\odot$, $R_1 = 2.55 \pm 0.05 R_\odot$, $T_2 = 12400 \pm 250\text{ K}$, $M_2 = 3.0 \pm 0.15 M_\odot$, $R_2 = 1.88 \pm 0.05 R_\odot$. This set of parameters corresponds to stars of zero age, recently descended to ZAMS. The secondary component is a pulsating variable star of the β Cephei type.

Keywords: binaries, eclipsing binaries, apsidal rotation, interstellar extinction.

МИКРОСТРУКТУРА ИМПУЛЬСОВ ПУЛЬСАРА B1133+16 НА ЧАСТОТЕ 111 МГц

© 2024 г. М. В. Попов^{1,*}

¹Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: popov069@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 14.02.2023 г.

После доработки 01.04.2024 г.

Принята в печать 23.04.2024 г.

Данная работа основана на наблюдениях пульсара B1133+16, выполненных на антенной решетке БСА ПРАО на частоте 111 МГц с непрерывной регистрацией недетектированного сигнала (напряжения) в полосе 2.5 МГц, обеспечивающей временное разрешение 0.2 мкс. Из 30 наблюдательных сеансов было выбрано 570 сильных импульсов для анализа параметров микроструктуры. Такой анализ выполнен путем вычисления автокорреляционных функций отдельно для трех компонентов среднего профиля: двух крайних основных компонентов *I* и *II* и для центрального слабого компонента *S* в седловине среднего профиля. Для компонента *S* анализ микроструктуры был выполнен впервые. Построены распределения по временным масштабам τ_μ , по глубине модуляции m_μ и по параметру d , характеризующему форму микроимпульсов. Выявлены различия в некоторых параметрах для разных компонентов среднего профиля. Обсуждены обнаруженные особенности в модели радиоизлучения полого конуса с центральным компонентом, при этом считается, что радиоизлучение крайних компонентов образуется обыкновенной модой *O*, а радиоизлучение центрального компонента обеспечивается необыкновенной модой *X*. В этой интерпретации определены уровни выхода радиоизлучения над полярной шапкой, которые оказались равны 45 км и 280 км для *X* и *O* мод соответственно. Отмечена заметная деформация конуса излучения моды *X* относительно центрального компонента *S*. Представлены соображения, указывающие на пространственную структуру потока вторичной плазмы, вытянутую вдоль меридианов магнитного поля.

Ключевые слова: численные методы; межзвездный газ; показатель преломления радиоволн; ионосфера: теории, влияния ионосферы, распределение.

DOI: 10.31857/S0004629924050051 EDN: JNXCAY

1. ВВЕДЕНИЕ

Радиоизлучение пульсара состоит из последовательности импульсов, следующих друг за другом с периодом повторения p . Эти импульсы разительно различаются по форме и амплитуде. Однако средний профиль импульса, полученный синхронным с периодом p сложением нескольких тысяч импульсов, является устойчивой характеристикой пульсара. Индивидуальные импульсы состоят из одного или нескольких субимпульсов, изменяющихся от импульса к импульсу по амплитуде, форме и положению (долготе) в пределах среднего профиля. Субимпульсы также обладают тонкой временной структурой — микроструктурой. Для изучения параметров микроструктуры требуется высокое временное разрешение, реализации которого препятствует влияние дисперсии радиоволн в межзвездной плазме на пути распространения радиоизлучения от пульсара до наблюдателя. Дисперсия радиоволн приво-

дит к расширению импульса в полосе приемника B на величину τ_{DM} [1]:

$$\tau_{DM} = 8.6 \times 10^6 DM \frac{B}{F^3}, \quad (1)$$

где DM — мера дисперсии в направлении на пульсар в единицах пк/см³, а F — центральная частота; если B и F выражены в мегагерцах, то τ_{DM} получается в миллисекундах.

Хэнкинс [2] в 1971 г. разработал и реализовал метод когерентной компенсации влияния дисперсии. Подробно этот метод изложен в монографии Хэнкинса и Риккета [3]. Используя свой метод, Хэнкинс [4] обнаружил микроструктуру в радиоизлучении пульсаров B0950+08 и B1133+16 по наблюдениям на 300-м радиотелескопе в Аресибо на частотах 111.5, 196.5 и 318 МГц. Импульсы пульсаров регистрировались в полосе 125 кГц, что обеспечивало временное разрешение в 8 мкс. Временной

масштаб микроструктуры для пульсара B1133+16 оказался примерно одинаковым на указанных выше частотах, 525–650 мкс. Эта публикация положила начало исследованиям микроструктуры импульсов пульсаров. Кордес и Хэнкинс [5] представили результаты для нескольких других пульсаров, включая PSR B2016+28, который продемонстрировал микроструктуру с характерным масштабом 290 мкс на частоте 318 МГц. Их результаты также показали, что временная шкала микроструктуры не зависит от частоты. Корреляционный анализ Борякова [6] выявил наличие квазипериодичностей с периодом 0.9 мс в микроструктуре PSR B2016+28. Свойства таких периодических последовательностей микроимпульсов в радиоизлучении пульсара B2016+28 более подробно исследовал Кордес [7]. Кардашев с соавторами [8] представили результаты измерения параметров микроструктуры для 9 пульсаров на частоте 102.5 МГц в наблюдениях, проведенных на БСА ПРАО с временным разрешением 10 мкс; у разных пульсаров была обнаружена микроструктура с характерными масштабами от 80 до 600 мкс. Попов, Смирнова и Согласнов [9] в 1980 г. осуществили уникальные синхронные наблюдения индивидуальных импульсов на крестообразном радиотелескопе ДКР-1000 ПРАО одновременно на трех частотах 102.5, 79 и 68 МГц для трех пульсаров: B0809+74, B0950+08 и B1133+16. Они обнаружили хорошую корреляцию микроимпульсов на этих частотах и подтвердили, что временной масштаб микроструктуры не зависит от частоты.

Исследования микроструктуры импульсов пульсаров представляют собой сложную задачу, так как необходимо организовать регистрацию недетектированного сигнала в широкой полосе частот, а последующая обработка данных требует трудоемкого индивидуального анализа автокорреляционных функций из-за большого разнообразия их формы. Поэтому такие исследования проводились нечасто. Некоторый прогресс был достигнут путем использования широкополосных систем регистрации, применяемых в РСДБ наблюдениях. Так, Попов с соавторами [10] использовали систему регистрации S2 и получили рекордное временное разрешение 62 нс в наблюдениях трех пульсаров B0950+08, B1133+16 и B1929+10. Наблюдения проводились на 70-м радиотелескопе системы дальней космической связи НАСА в Тидбинбиле (Австралия) на частоте 1650 МГц. Были измерены средние параметры микроструктуры и построены распределения этих параметров. В настоящем исследовании мы представим статистический анализ параметров микроструктуры по результатам наблюдений индиви-

дуальных импульсов на радиотелескопе БСА ПРАО на частоте 111 МГц с регистрацией сигнала в полосе 2.5 МГц, обеспечивающей временное разрешение 0.2 мкс.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Наблюдения проводились на Большой сканирующей антенне (БСА) Пушинской радиоастрономической обсерватории (ПРАО) в 2022–2023 гг. Эти наблюдения проходили по программе патрулирования параметров рассеяния радиоизлучения пульсара B1133+16 на неоднородностях космической плазмы, включая земную ионосферу. Регистрация недетектированного сигнала пульсара в полосе 2.5 МГц осуществлялась непрерывно в течение 200 с, соответствующих прохождению пульсара через полуширину диаграммы направленности БСА. За время одного такого сеанса регистрировалось 168 импульсов. Наблюдения проводились два раза в неделю. Предварительный анализ результатов патрулирования параметров рассеяния опубликован в работе Попова и Смирновой [11]. В данной работе зарегистрированные данные были использованы для анализа микроструктуры индивидуальных импульсов пульсара.

Из непрерывной записи сигнала выбирались участки длительностью T_{obs} , содержащие импульс пульсара и участок шума для последующего сравнительного анализа. Для каждого выбранного импульса проводилось устранение влияния дисперсии радиоволн методом когерентной компенсации дисперсии, предложенным Хэнкинсом [3]. Детали применения этого метода к нашему случаю можно найти в работе Гирина с соавторами [12]. При мере дисперсии пульсара B1133+16, равной 4.85 пк/см^3 , время размытия импульса τ_{DM} в полосе приема составляет 75 мс. При использовании метода когерентной компенсации дисперсии из выбранного участка сигнала T_{obs} теряется доля, равная времени размытия τ_{DM} . Поэтому длительность T_{obs} составляла 160 мс (800 000 отсчетов), а после процедуры компенсации влияния дисперсии оставалось окно анализа 85 мс, из которых примерно 60 мс приходится на средний профиль импульса, как это видно из рис. 1. Этот средний профиль получен сложением 4872 импульсов, зарегистрированных в 30 наблюдательных сеансах. Средний профиль показан на рис. 1 с разрешением по времени 200 мкс.

В работе Попова и Смирновой [11] была изменена полоса декорреляции по полуширине в спектре пульсара в режиме усреднения по ансамблю

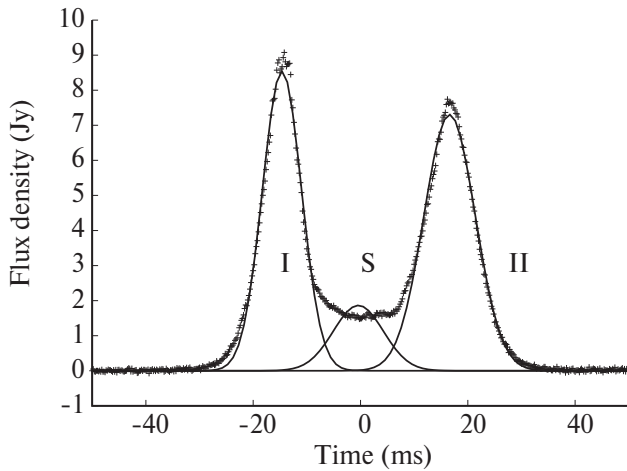


Рис. 1. Средний профиль, полученный усреднением 4872 импульсов, зарегистрированных в 30 наблюдательных сеансах. Крестиками представлены наблюдательные данные, а сплошными линиями показана аппроксимация данных набором из трех составляющих (компонентов I , S , II), заданных функцией Гаусса.

за период времени 2022–2023 гг. Этот же период наблюдений используется и в данной работе. Величина полосы декорреляции по полуширине составила $\Delta f = 5.2$ кГц. Из известного соотношения неопределенности $2\pi\delta t\Delta f = 1.0$ время рассеяния δt будет равно 30 мкс. При регистрации сигнала шаг по времени был равен 0.2 мкс. Для улучшения отношения сигнал/шум, скорректированный за влияние дисперсии, сигнал был усреднен по 50 отсчетам без потери информативности. Такие усредненные записи $I(t)$ с шагом по времени 10 мкс использовались для последующего анализа.

Сначала проводился выбор сильных импульсов согласно критерию $\frac{I_{\max} - I_{\text{off}}}{I_{\text{off}}} > 3$, где $I_{\max}$ — максимальное значение сигнала $I(t)$, а I_{off} — среднее значение сигнала вне окна импульса. По техническим параметрам радиотелескопа БСА, приведенным на сайте ПРАО, эквивалентная температура в янских в направлении в зенит и при минимальной температуре фона составляет 33 Ян. В нашем случае зенитный угол был равен 40° , а при высокой галактической широте пульсара ($b = 70^\circ$) температуру фона можно считать минимальной. Поэтому мы приняли эквивалентную температуру вне импульса равной 50 Ян. Выбранные сильные импульсы имели пиковую плотность потока, по крайней мере 150 Ян. Примеры выбранных сильных импульсов представлены на рис. 2. Эти импульсы

Таблица 1. Параметры среднего профиля

№	Параметр	Значение
1	W_I , мс	8.60(6)
2	W_S , мс	11.0(2)
3	W_{II} , мс	11.25(10)
4	F_I , Ян	8.54(6)
5	F_S , Ян	1.86(4)
6	F_{II} , Ян	7.31(5)
7	Δ_{I-II} , мс	31.25(7)
8	Δ_{I-S} , мс	14.24(7)

Примечание. В первой, второй и третьей строках приведены значения ширины компонентов среднего профиля (I , S и II) по уровню 1/2; в 4-й, 5-й и 6-й строках даны пиковые плотности потока для этих компонентов, а в строках 7 и 8 указаны расстояния между компонентами $I - II$ и $I - S$ соответственно. В скобках указаны среднеквадратические ошибки параметров в единицах последнего знака.

были подобраны таким образом, чтобы они имели заметную интенсивность одновременно в нескольких компонентах среднего профиля. В соответствии с методикой Крамера [13], средний профиль импульса пульсара B1133+16, показанный на рис. 1, был представлен тремя Гауссовыми компонентами, параметры которых приведены в табл. 1. Данные в таблице, относящиеся к первому компоненту среднего профиля, компоненту, находящемуся в седловине, и к последнему компоненту обозначены соответственно индексами I , S и II . Эти обозначения будут использоваться и в дальнейшем изложении. W_I , W_S , и W_{II} дают ширину соответствующих компонентов на уровне половины максимального значения, а F_I , F_S , F_{II} соответствуют пиковой плотности потоков; наконец, Δ_{I-II} и Δ_{I-S} представляют расстояния между максимумами компонентов. В соответствии с указанным выше критерием отбора было выбрано для анализа параметров микроструктуры 570 импульсов.

3. АВТОКОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ

Для определения параметров микроструктуры традиционно используется автокорреляционная функция $R(\tau)$, которая на интервале времени T задается выражением

$$R(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T I'(t) I'(t + \tau) dt. \quad (2)$$

При анализе индивидуальных импульсов в уравнение (2) подставляется скорректированная интенсивность $I'(t) = I(t) - I_{\text{off}}$, где I_{off} — средний уровень сигнала на участке записи вне импульса. Так как мы имеем дискретные отсчеты сигнала с шагом по времени $\delta t = 10$ мкс, то на интервале в N отсчетов выражение для $R(\tau)$ принимает вид

$$R(m) = \frac{1}{N-m} \sum_{k=0}^{N-m} I'(t_k) I'(t_{k+m}). \quad (3)$$

Для каждого выбранного сильного импульса вычислялись три автокорреляционных функции: $R_I(m)$, $R_S(m)$ и $R_{II}(m)$ для трех компонентов среднего профиля. Эти функции вычислялись на временном интервале 17 мс ($N = 1700$) с центром, соответствующим максимуму каждого компонента профиля и для максимального запаздывания в 10 мс ($m_{\text{max}} = 1000$). Полученные автокорреляци-

онные функции были нормированы на значение при нулевом запаздывании. Так как не все выбранные импульсы имели сильный сигнал во всех трех компонентах, то для последующего анализа было оставлено 369, 153 и 311 функций для первого компонента, седловины и второго компонента соответственно. Усредненные по этому числу импульсов АКФ представлены на рис. 3. В АКФ для каждого компонента среднего профиля присутствует шумовой пик в один отсчет в начале координат, микроструктурная деталь с временным масштабом около миллисекунды и субимпульсная деталь с масштабом 3–5 мс.

Риккет [14] получил вид АКФ для модели амплитудно-модулированного шума (АМШ). В рассмотренной модели принимаемое недетектированное излучение пульсара (напряжение) $y(t)$ определяется произведением реальной амплитудной модуляции $a(t)$ и некоррелированного комплексного

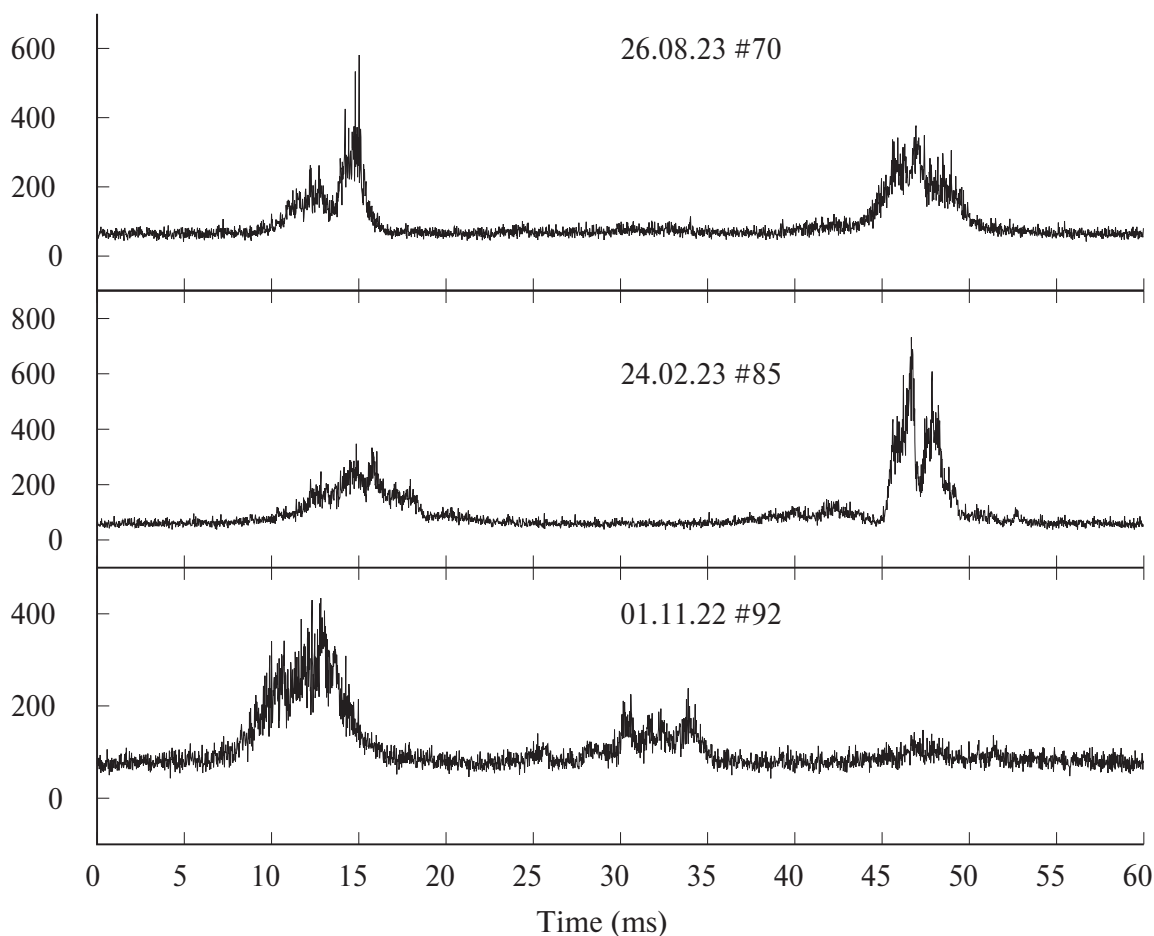


Рис. 2. Примеры сильных индивидуальных импульсов, наблюдавшихся одновременно в нескольких компонентах среднего профиля. Шкала по оси ординат дана в единицах отсчетов аналогово-цифрового преобразователя (АЦП); поток в 1 Ян соответствует примерно 50 единицам АЦП. На рисунках указаны дата наблюдения и номер импульса. Временное разрешение представленных записей составляет 200 мкс.

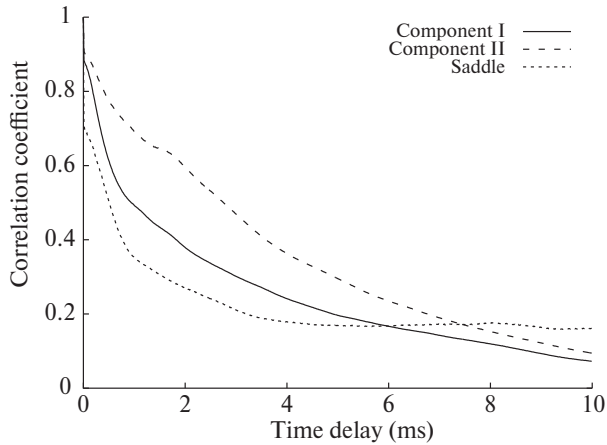


Рис. 3. Средние автокорреляционные функции для трех компонентов среднего профиля, полученные усреднением 369, 153 и 311 импульсов для *I*, *S* и *II* компонентов соответственно.

белого шума $n(t)$ с шириной полосы, равной полосе приемника B : $y(t) = a(t) n(t)$. Было показано, что АКФ для такого сигнала можно представить в виде суммы двух составляющих: АКФ от белого шума $n(t)$ и АКФ от возведенной в квадрат функции модуляции $a(t)$, причем амплитуды этих составляющих одинаковы. Таким образом, результирующая суммарная АКФ состоит из пика в начале координат шириной $1/B$, то есть в один отсчет, и АКФ квадрата огибающей с амплитудой 0.5 для нормированной АКФ.

В реальных наблюдениях пульсаров, кроме пульсарного шума $n(t)$, присутствуют шумы приемной системы с дисперсией σ_{off}^2 . Для сравнения предсказаний модели АМШ с наблюдениями необходимо исправить полученную АКФ за влияние шума приемника. Выражение для поправочного коэффициента приведено в той же работе Риккета [14, ур. (20)]. Ниже приведено это выражение в модифицированном виде

$$\varepsilon = 1 - \frac{\sigma_{\text{off}}^2}{\sigma_{\text{on}}^2} \left(1 + 2 \frac{I'_{\text{on}}}{I_{\text{off}}} \right), \quad (4)$$

где σ_{off}^2 и σ_{on}^2 — дисперсия продетектированного сигнала вне импульса и в окне импульса соответственно, а I_{off} и I'_{on} — средний уровень этого сигнала вне импульса и превышение среднего уровня над фоном на импульсе. Чтобы осуществить коррекцию следует наблюдаемые значения АКФ разделить на коэффициент ε . На рис. 3, 4, и 7 (см. ниже) АКФ показаны без такой коррекции. Учет этой поправки будет обсуждаться в разделе 5.

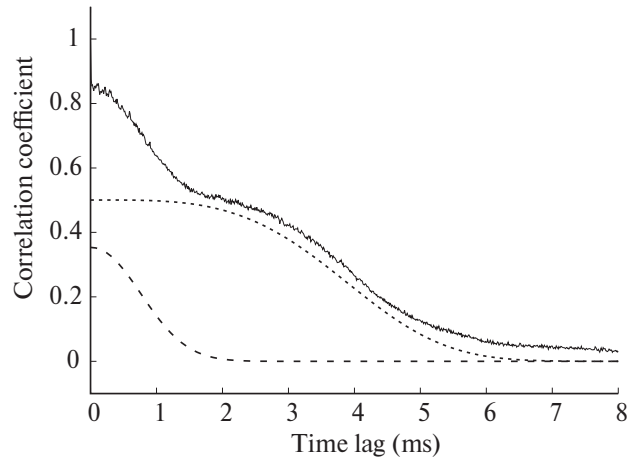


Рис. 4. Пример АКФ одного сильного импульса. Штриховой линией показана аппроксимация микроструктурной детали, а пунктирная линия соответствует аппроксимации субимпульсной составляющей АКФ.

Параметры микроструктуры и субимпульса определялись для каждого импульса путем подгонки рассчитанной АКФ экспоненциальными функциями $Y(\tau)$ со свободным показателем d

$$Y(\tau) = A \exp(-(\tau / h)^d) + C, \quad (5)$$

где A представляет амплитуду микроструктурной детали в АКФ, а полуширина этой детали (масштаб $\tau_{1/2}$) вычисляется через коэффициенты h и d как $W_{1/2} = h(\ln 2)^{1/d}$; коэффициент C упрощенно определяет вклад субимпульсной детали АКФ. Поскольку АКФ является квадратичной функцией плотности потока радиоизлучения, то глубина модуляции микроструктуры определяется как $m_{\mu} = \sqrt{A / C}$. Для субимпульсной детали мы анализировали только полуширину (временной масштаб). Коэффициент d также характеризует форму микроструктурной детали, а вместе с тем и форму микроимпульсов: $d = 2$ соответствует Гауссовой форме, а $d = 1$ — экспоненциальной. Пример аппроксимации АКФ в виде суммы функций вида (5) приведен на рис. 4. Наблюдаемая тонкая структура индивидуальных импульсов пульсара демонстрирует большое разнообразие по соотношению временных масштабов и амплитуд микроструктурной и субимпульсной составляющих. Для реализации аппроксимации этих составляющих уравнением (5) приходилось в большинстве случаев задавать начальные параметры (A , h , C и d) и интервалы по запаздыванию, на которых проводилась аппроксимация вручную. Субимпульсная составляющая всегда аппроксимировалась функцией Гаусса ($d = 2$).

4. ПАРАМЕТРЫ МИКРОСТРУКТУРЫ

Распределения измеренных параметров микро-
структуры (индекс модуляции m_μ , показатель экс-
поненты аппроксимирующей функции d , характер-
ный временной масштаб микроструктуры τ_μ и по-
луширина субимпульса W_{sub}) представлены на рис. 5,
а средние значения измеренных величин, получен-
ные по этим распределениям, и их неопределенность
на уровне среднеквадратического значения σ со-
браны в табл. 2. Задача данного исследования со-
стоит в том, чтобы сравнить параметры микрострук-
туры для трех компонентов среднего профиля. По-
казатель экспоненты аппроксимирующей функции
 d имеет одинаковое распределение и средние зна-
чения для компонентов среднего профиля *I* и *II*.
Наиболее вероятное значение $d \approx 2$, что свидетель-
ствует о том, что большинство микроимпульсов в
этих компонентах имеет форму гауссианы, а экспо-
нентальные микроимпульсы случаются редко. Для
компонента *S* среднее по распределению значение
показателя $d = 1.66 \pm 0.06$, что указывает на более
компактную структуру микроимпульсов. Распреде-
ления микроимпульсов по глубине модуляции за-
метно отличаются: компонент *II* показывает микро-
структуру с глубиной модуляции преимущественно
меньшей единицы, в то время как в компоненте *I* и
особенно в седловине встречается микроструктура
с глубиной модуляции больше 2. Временной мас-
штаб микроструктуры также отличается в трех со-
ставляющих профиля: наибольший масштаб наблю-
дается в седловине, а наименьший — в последнем
компоненте; формально эти различия по среднему
значению не превышают уровень в 2σ , но по виду
самых распределений они, несомненно, существуют.
Наиболее очевидные различия имеются для шири-

ны субимпульсов W_{sub} : в то время как первый и
последний компонент среднего профиля не разли-
чаются по этому параметру, субимпульсы в седло-
вине, в среднем, почти в два раза короче. На рис. 6
показана зависимость индекса модуляции микро-
структуры m_μ от характерного временного масштаба
микроструктуры τ_μ . Заметна общая тенденция
уменьшения индекса модуляции для более коротких
микроимпульсов. Также следует обратить внимание
на резкий дефицит микроимпульсов с масштабами
меньше 200 мкс. Этот эффект хорошо заметен и на
рис. 5, и он объясняется влиянием межзвездного
рассеяния. Как было отмечено в разделе 2, ожида-
емое время рассеяния в наших наблюдениях со-
ставляет величину примерно в 30 мкс. Эта величина
соответствует значению полосы декорреляции в
спектре 5.2 кГц. Однако, как отмечено в работе [11],
величина полосы декорреляции изменялась за пе-
риод наблюдений в интервале 1–15 кГц, соответ-
ственно изменялось и время рассеяния. Согласно
общей тенденции зависимости индекса модуляции
от масштаба микроимпульсов, микроимпульсы
короче 200 мкс, в среднем, должны иметь индекс
модуляции около 0.1. Такие слабые микроимпульсы
легче всего подавляются рассеянием.

Вычисленные АКФ были условно разделены на
несколько характерных типов: стандартные АКФ,
которые содержат одну микроструктурную и одну
субимпульсную составляющую (пример стандартной
АКФ приведен на рис. 4); АКФ, указывающие на
наличие квазипериодической структуры; АКФ, не
содержащие субимпульсной составляющей (оди-
ночные); АКФ, не содержащие микроструктурной
составляющей (гладкие); АКФ, содержащие не-
сколько микроструктурных или несколько субим-
пульсных составляющих (сложные). В табл. 3 пред-
ставлено распределение по типам АКФ для различ-
ных компонентов среднего профиля; в каждой
строке дана доля индивидуальных импульсов с со-
ответствующим типом АКФ, а в последней строке
указано общее число проанализированных импуль-
сов. Примеры импульсов с периодическими струк-
турами приведены на рис. 7.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Параметры микроструктуры для пульсара
B1133+16 исследовались многократно в разные годы
и на разных частотах, и краткий обзор этих иссле-
дований был представлен во Введении. Все авторы
отмечали заметную разницу во временных мас-
штабах микроструктуры для первого и второго ко-
мпонента среднего профиля. Особое внимание этому

Таблица 2. Параметры микроструктуры

Компонент	m_μ	d	τ_μ , мс	W_{sub} , мс
<i>I</i>	0.88 ± 0.13	1.78 ± 0.06	0.46 ± 0.06	4.2 ± 0.3
<i>S</i>	1.08 ± 0.15	1.66 ± 0.07	0.58 ± 0.07	2.4 ± 0.2
<i>II</i>	0.57 ± 0.07	1.82 ± 0.07	0.43 ± 0.05	4.5 ± 0.3

Примечание. В первом столбце указан компонент среднего
профиля, к которому относятся данные, приведенные в
следующих столбцах таблицы: m_μ — глубина модуляции
микроструктуры, d — показатель функции (5), аппроксими-
рующей микроструктурную деталь АКФ, τ_μ — временной
масштаб микроструктуры; W_{sub} — полуширина субимпульс-
ной детали в АКФ.

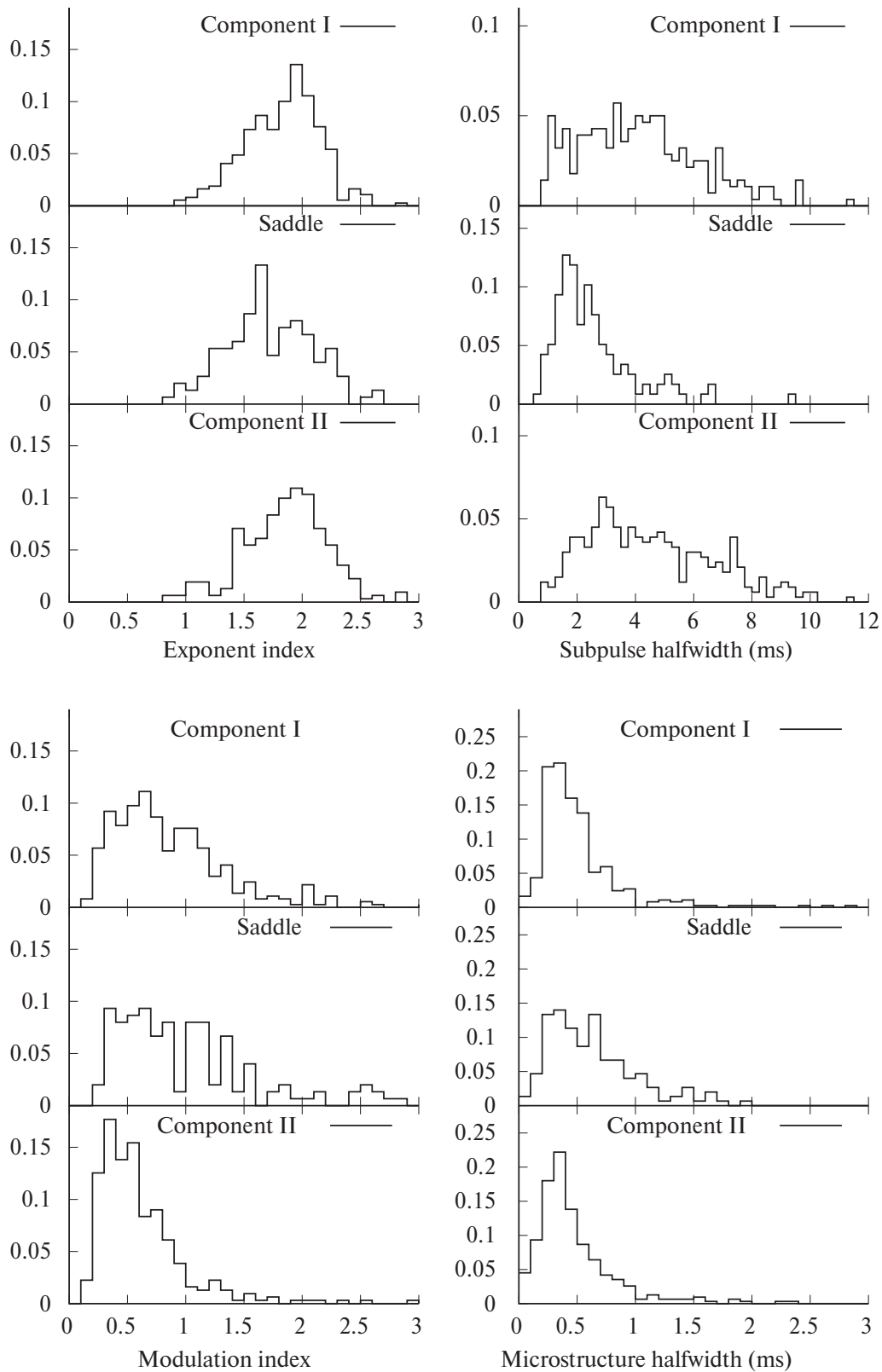


Рис. 5. Распределение проанализированных импульсов по параметрам микроструктуры: слева сверху распределение по показателю экспоненты d аппроксимирующей функции (5), слева внизу распределение по индексу модуляции m_μ , справа сверху распределение по полуширине субимпульсной детали в АКФ W_{sub} , и справа внизу — распределение по масштабу микроструктуры τ_μ . Ось ординат оцифрована на всех панелях в долях событий от общего числа проанализированных импульсов.

Таблица 3. Распределение по типам АКФ

Тип АКФ	Компонент		
	<i>I</i>	<i>S</i>	<i>II</i>
Стандартные	0.537	0.486	0.594
Периодичность	0.168	0.068	0.158
Одиночные	0.107	0.209	0.038
Гладкие	0.144	0.182	0.185
Сложные	0.039	0.028	0.028
Общее число	369	153	311

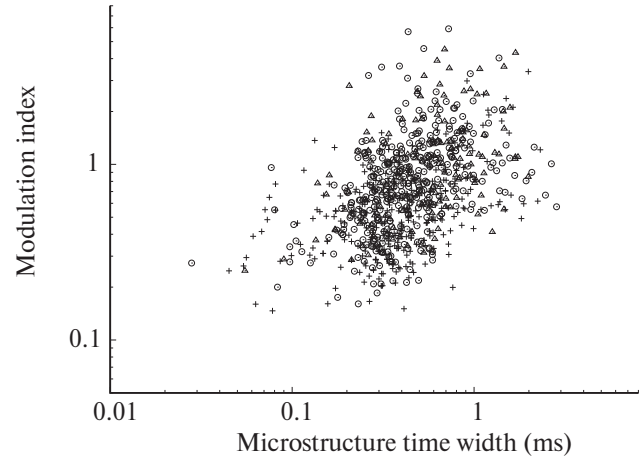


Рис. 6. Зависимость индекса модуляции от временного масштаба микроструктуры. Кругами представлены данные, относящиеся к первому компоненту среднего профиля (*I*). Крестики соответствуют последнему компоненту (*II*), а треугольники — седловине (*S*).

эффекту уделено в работе Попова с соавторами [10], которые обнаружили, что характерный масштаб микроструктуры для первого компонента равен 430 ± 30 мкс, а для второго компонента — 110 ± 20 мкс; кроме того, они выделили для второго компонента микроструктуру с очень коротким временным масштабом 11 ± 3 мкс.

В обсуждаемой работе были построены распределения параметров микроструктуры для отдельных импульсов, и распределения по временным масштабам существенно отличаются от полученных нами и представленных на рис. 5. Гистограммы в работе [10] демонстрируют рост вплоть до самых коротких интервалов 0–100 мкс, в то время как наши гистограммы имеют резкий обрыв для масштабов меньших 200 мкс. Как уже упоминалось в разделе 4,

такое различие объясняется влиянием рассеяния радиоволн на неоднородностях межзвездной плазмы. Если считать, что гладкие бесструктурные АКФ на самом деле содержат микроструктуру с короткими временными масштабами, подавленными рассеянием, то доля таких случаев (0.15–0.18) компенсирует брешь в наших гистограммах на коротких масштабах.

На рис. 8 представлена схематическая диаграмма распределения зон излучения нашего пульсара в проекции на картинную плоскость. Схема основана на модели полого конуса, предложенной Радхакришнаном и Куком [15] еще в 1969 г. Многие исследователи пульсаров использовали и уточняли эту модель. Итоги этим модификациям подвела Рэнкин в серии публикаций 1983–1993 гг. [16, 17, 18, 19, 20]. Она подробно рассмотрела свойства средних профилей, содержащих от одного до пяти компонентов. Кратко можно сформулировать результаты этого анализа так: существуют конусные и центральные компоненты профиля, причем могут быть два конуса, вложенные друг в друга — внешний конус и внутренний. Тогда, в зависимости от угла между полюсом магнитного поля и лучем зрения, образуются от одного до пяти компонентов среднего профиля. Рэнкин [20] получила эмпирические соотношения для угловой полуширины (радиуса) внутренней и внешней границы конуса: $R_{\text{in}} \approx 4.3^\circ p^{-1/2}$ и $R_{\text{ex}} \approx 5.8^\circ p^{-1/2}$ соответственно; здесь p — период пульсара в секундах. Для радиуса внешней границы внутреннего конуса (ядра) Рэнкин получила соотношение $R_c \approx 2.5^\circ p^{-1/2}$. Эти значения справедливы для частоты радиоизлучения 1 ГГц и для значения угла α между осью вращения и магнитной осью, равного 90° . С изменением α размеры конусов изменяются обратно пропорционально $\sin \alpha$, а с частотой эти размеры изменяются для внешнего конуса и для ядра различным образом, а именно, угловые размеры конусов увеличиваются с понижением частоты f как $R \propto f^{-\beta}$.

Бескин, Гуревич и Истомин [21] в 1988 г. опубликовали свое понимание теории радиоизлучения пульсаров. Они показали, что в релятивистской неоднородной плазме, покидающей магнитосферу пульсара вдоль открытых магнитных силовых линий, генерируется две моды радиоизлучения с взаимно перпендикулярным позиционным углом линейной поляризации: обыкновенная мода (О) и необыкновенная мода (Х). Необыкновенная мода распространяется прямолинейно, то есть по касательным к магнитным силовым линиям в зоне генерации радиоизлучения, а обыкновенная мода распространя-

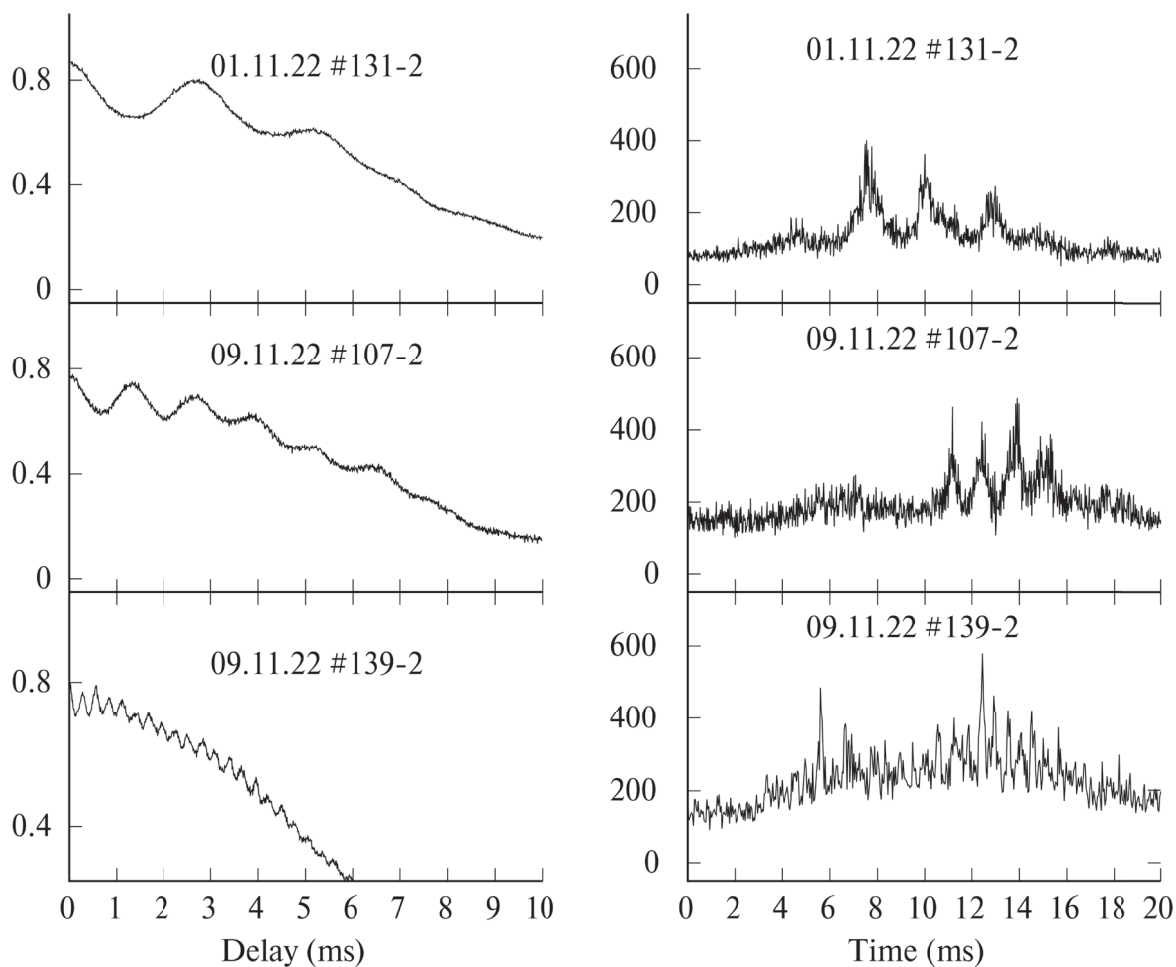


Рис. 7. Примеры квазипериодических импульсов. Слева даны автокорреляционные функции, справа показаны сами импульсы. На рисунках указаны дата наблюдения и номер импульса, последняя цифра соответствует номеру компонента среднего профиля. Для импульса № 107, наблюдавшегося во втором компоненте среднего профиля (II) 09.11.2022, временная шкала в нижнем правом окне растянута вдвое относительно оцифровки оси абсцисс.

ется вдоль магнитных силовых линий до некоторого уровня выхода. Таким образом, обыкновенная мода излучения формирует внешний конус, а необыкновенная — внутренний. Бескин, Гуревич и Истомин [21] получили теоретические оценки индекса β изменения угловых размеров конусов, соответствующих О и Х модам. По этим оценкам $\beta = 0.14$ и $\beta = 0.29$ для внутреннего и внешнего радиуса О-конуса. Таким образом предсказывается увеличение расстояния между компонентами среднего профиля, а также и расширение самих компонентов профиля с понижением частоты радиоизлучения. Эти оценки нашли удовлетворительное подтверждение в наблюдательных измерениях, приведенных в работе Рэнкин [16]. Она получила значения $\beta = 0.29$ и $\beta = 0.19$ для расстояния между компонентами и для угловой ширины компонентов соответственно для пульсара B1133+16.

Все эти сведения приведены для того, чтобы как-то обосновать схему зон излучения, приведенную на рис. 8. Эта схема основана на приведенных выше соображениях и базируется на наблюдаемых параметрах среднего профиля пульсара B1133+16, приведенных в табл. 1. Буквой Р на схеме обозначен магнитный полюс, а линии РС, РD, РЕ, РF и РG соответствуют проекциям магнитных меридианов, вдоль которых предполагается наличие вторичной плазмы, ответственной за генерацию радиоизлучения. Инициаторами вторичной плазмы являются электрические разряды, происходящие в вакуумном зазоре полярной шапки [22]. Как показал Бескин [23], эти электрические разряды обладают свойством самоизоляции (экранирования) и не могут действовать близко друг от друга. Напряженность электрического поля в вакуумном зазоре над полярной шапкой достигает величин 10^{10} вольт, и

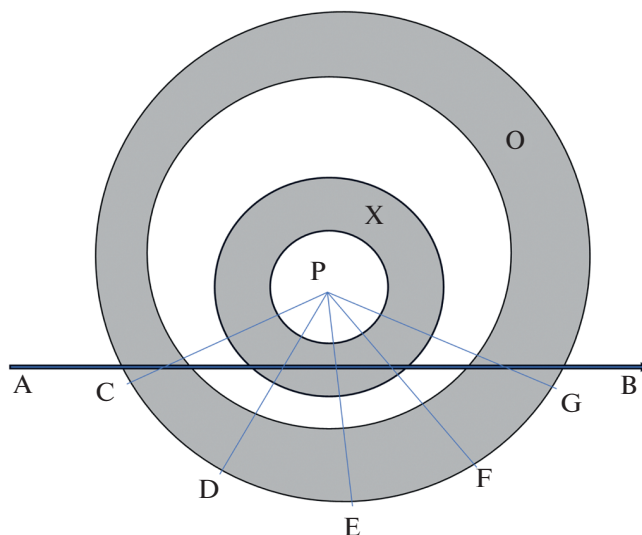


Рис. 8. Схема конусов излучения в проекции на картинную плоскость. Точка Р обозначает магнитный полюс. Линия АВ показывает траекторию луча зрения. Затененные зоны О и Х представляют зоны выхода излучения О-моды и Х-моды. Угловой размер линии АВ составляет 25° .

электроны в разряде ускоряются до энергий в миллионы МэВ [24]. Как впервые показал Старрок [25] электроны с такими энергиями, двигаясь по искривленным магнитным силовым линиям, излучают гамма-кванты, которые, в свою очередь, порождают в магнитном поле электрон-позитронные пары, и происходит лавинообразное образование вторичной плазмы. Эта релятивистская неоднородная плазма и является источником когерентного радиоизлучения. Все эти представления и характеристики заимствованы из обзора Бескина [24].

Из-за высоких значений γ -фактора ($\gamma > 10^6$) и ускоряемые частицы, и излучаемые гамма-кванты не могут заметно отклоняться от плоскости магнитного меридиана, в котором зародился электрический разряд. Тогда общую пространственную структуру вторичной плазмы можно представить в виде «заванески» в плоскости магнитного меридиана. На рис. 8 активные зоны обозначены линиями РС, РD, РЕ, РF и РG; такие зоны в действительности имеют определенную угловую ширину, по крайней мере, равную $1/\gamma$ вторичной плазмы.

Базируясь на наблюдаемых параметрах средних профилей и на изменении с долготой позиционного угла плоскости линейной поляризации, Лайн и Манчестер [26] определили для большого числа пульсаров углы между осью вращения и магнитной осью (α) и между магнитной осью и лучем зрения (ξ) при нулевой долготе. Для пульсара В1133+16

они получили следующие значения: $\alpha = 51.3^\circ$ и $\xi = 3.7^\circ$. На рис. 8 линия АВ, соответствующая прохождению луча зрения через сечение конусов излучения в ходе вращения пульсара, проходит на минимальном угловом расстоянии $\xi = 3.7^\circ$ от магнитного полюса Р. Площади О и Х, покрытые серым тоном, обозначают зоны выхода радиоизлучения О и Х моды соответственно. Внешние и внутренние границы О-моды не являются концентрическими окружностями, так как наблюдаемые ширины первого и второго компонента среднего профиля заметно отличаются (см. таблицу и рисунок). Схема также отражает тот факт, что максимум компонента седловины не лежит посередине между компонентами I и II. Общий угловой размер наблюдаемого среднего профиля (рис. 1) составляет по уровню 0.1 около 20° (угол, который проходит линия АВ от края конуса вблизи точки С до края конуса вблизи точки G). Таким образом, схема на рис. 8 отражает основные параметры среднего профиля.

Обратимся теперь к выявленным свойствам субимпульсов. Из рисунка и таблицы следует, что характерная ширина субимпульсов в седловине почти в 2 раза меньше, чем ширина субимпульсов в компонентах I и II при одинаковой ширине соответствующих компонентов среднего профиля. Из нашей схемы видно, что в компонентах I и II (О мода) луч зрения скользит под малым углом к направлению вытянутости зоны активности, в то время как в седловине (Х мода), луч зрения проходит перпендикулярно к такой зоне активности; соответственно, время действия излучения О моды длиннее, чем время действия излучения Х моды (луч зрения быстро уходит из диаграммы излучения). Характерная полуширина субимпульсной детали в АКФ компонента S составляет 2.4 мс ($0.73^\circ = 0.013$ радиан). Как было указано в разделе 3, АКФ субимпульсной детали аппроксимировалась функцией Гаусса; при этом форма субимпульса также описывается гауссианой, ширина которой в $\sqrt{2}$ меньше, то есть угловая ширина субимпульса ψ меньше 0.01 радиан. Тогда для бесконечно узкой зоны излучения $\psi \approx 1/\gamma$, и $\gamma \gtrsim 100$. Как видно из нашей схемы (рис. 8), в области пересечения луча зрения АВ с конусом Х моды может оказаться несколько зон активности (на рис. 8 — РD, РЕ, РF), и тогда будут наблюдаться несколько субимпульсов на угловом расстоянии около 2.5° или 8 мс. Дополнительный максимум на этой временной задержке можно заметить в средней автокорреляционной функции для компонента S на рис. 3; подобного подъема нет в средних АКФ для компонентов I и II.

Распределение по типам АКФ, представленное в табл. 3, хорошо согласуется с параметрами зон излучения, показанными на рис. 8. Малое число периодических структур в компоненте S связано с короткой экспозицией активных зон X моды на луче зрения наблюдателя. По этой же причине наблюдается избыток одиночных микроимпульсов и их повышенный индекс модуляции, показанный в табл. 2.

Параметры микроструктуры заметно различаются для трех компонентов среднего профиля (см. рис. 6 и табл. 2). В то время как форма микроимпульсов, определяемая показателем степени d в уравнении (5), практически одинакова, индекс модуляции m_μ и характерный временной масштаб микроструктуры τ_μ различны для разных компонентов среднего профиля. Самый большой масштаб, $\tau_\mu = 0.58 + 0.07$ мс, оказался у компонента в седловине (S), а самый короткий, $\tau_\mu = 0.43 + 0.05$ мс — у последнего компонента (II). Параметры микроструктуры для компонента S впервые измерены в нашей работе, а разница временных масштабов для компонентов I и II отмечалась многими исследователями (см., напр., [4, 8]). Кардашев с соавторами [8] определили характерный масштаб микроструктуры на частоте 102.5 МГц для компонентов I и II как 0.60 мс и 0.56 мс соответственно. В другой работе [9] были измерены масштабы микроструктуры одновременно на трех частотах, 102.5, 78.9 и 67.5 МГц. Эти масштабы оказались примерно одинаковыми на трех частотах и для обоих компонентов, и заключены в интервале от 0.45 мс до 0.60 мс.

Общепризнанным объяснением проявления микроструктуры в импульсах пульсаров считается наличие пространственно-временных неоднородностей в потоке вторичной релятивистской плазмы, ответственной за генерацию радиоизлучения (см., напр., [27]). Разница в характеристиках микроструктуры разных компонентов PSR B1133+16 указывает на то, что механизм излучения, который создает микроимпульсы, зависит от азимута относительно оси полого конуса. Возможно, асимметрия в структуре магнитного поля полярной шапки может вызвать азимутально-зависимые свойства группировки плазмы, а также сказываются эффекты распространения, которые приводят к наблюдаемым различиям.

Влияние рассеяния на параметры микроструктуры проявляется в форме полученных АКФ. Согласно модели амплитудно-модулированного шума (АМШ) [14], нормированная АКФ содержит на нулевом сдвиге пик с амплитудой $1/2$ и шириной $\tau_0 = 1/B$, где B — полоса приемника. Кордес [28]

интерпретировал пульсарный шум как дробовой шум, отражающий свойства когерентного излучения пульсара. Если в наблюдаемой АКФ, исправленной за вклад шумов приемной системы по формуле (4), амплитуда пика в начале координат превышает $1/2$, значит, присутствует неразрешенная микроструктура с масштабами меньше $1/B$, а в случае, когда амплитуда этого пика меньше $1/2$, присутствуют эффекты сглаживания сигнала. Одним из таких эффектов является рассеяние радиоволн на неоднородностях межзвездной плазмы. На частоте 111 МГц время рассеяния составляет 50–100 мкс; основываясь на таком предсказании мы намеренно усреднили сигнал, полученный после исправления за влияние дисперсии, по 50 отсчетов для улучшения отношения сигнал/шум. Таким образом, полученный сигнал уже не подходит для использования АМШ. Действительно, пик в наших АКФ на нулевом запаздывании, еще до коррекции за вклад от шумов приемника, имеет амплитуду существенно меньше $1/2$ (см. рис. 3 и 4). После коррекции наших АКФ по формуле (4) амплитуда пика сводится к нулю!

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Высота выхода радиоизлучения. В своей интерпретации полученных результатов мы использовали традиционную модель полого конуса [15] и базировались на представлении о проявлении двух мод радиоизлучения: обыкновенной (O) и необыкновенной (X) [21]. Мы считаем, что средний профиль пульсара B1133+16 можно отнести к $O-X-O$ типу, то есть, внешние компоненты среднего профиля (I и II) излучаются обыкновенной модой, а центральный компонент в седловине (S) образован необыкновенной модой (см. рис. 8). Тогда по полной угловой ширине внешнего конуса и центрального конуса можно оценить, соответственно, попервых, высоту над полярной шапкой отрыва от направления магнитных силовых линий излучения обыкновенной моды и, во-вторых, высоту генерации излучения обеих мод. Уравнение для последней замкнутой силовой линии в полярных координатах выглядит так:

$$r(\phi) = R_L \sin^2 \phi, \quad (6)$$

где R_L — радиус светового цилиндра ($R_L = pc/2\pi = 5.67 \times 10^4$ км), p — период следования импульсов, а угол ϕ отсчитывается от направления магнитной оси. Наблюдаемая долгота импульса λ , которая отложена в миллисекундах по оси X на рис. 1, связана

с углом ϕ соотношением $\lambda = \frac{3}{2}\phi$, так как радиоизлучение выходит по касательной к магнитным силовым линиям. Полную наблюдаемую ширину по долготе для О и Х компонентов можно получить из параметров среднего профиля, приведенных в табл. 1. Для данной цели полуширину компонентов будем брать по уровню 1/10, и табличные значения следует умножить на коэффициент $k = \sqrt{(\ln 10 / \ln 2)} = 1.82$. Так, для внешнего конуса излучения (О мода) полуширина профиля по уровню 0.1 составит по долготе λ величину $\Delta\lambda = 0.5\Delta_{I-II} + 0.5W_{II} \times 1.82 = 25.85$ мс, или 0.137 радиан. Тогда из уравнения (6), подставляя $\phi = \frac{2}{3}\Delta\lambda$, получим для уровня выхода излучения О моды соотношение

$$r_0 = R_L \sin^2\left(\frac{2}{3}\Delta\lambda\right) \approx R_L \frac{4}{9}(\Delta\lambda)^2, \quad (7)$$

справедливое для малых значений $\Delta\lambda$. Необходимо еще сделать коррекцию величины $\Delta\lambda$ за влияние угла α между осью вращения и магнитной осью,

$$\Delta\lambda_{cor} = \Delta\lambda \sin \alpha = 0.137 \times 0.78 = 0.106,$$

для $\alpha = 51.3^\circ$. Для внутреннего конуса излучения (Х мода) полуширина профиля по уровню 0.1 составит по долготе λ величину $\Delta\lambda = 0.5W_S \times 1.82 = 10.0$ мс, или 0.053 радиан, а с поправкой за влияние угла α $\Delta\lambda_{cor} = 0.041$ радиан. С учетом этих поправок были получены следующие оценки высоты над полярной шапкой для выхода излучения О и Х моды: 280 км и 45 км соответственно; неопределенность этих оценок составляет около 10%.

В связи с этими оценками можно упомянуть определения расстояния между областями радиоизлучения в компонентах I и II, полученные путем сравнения динамических спектров, обусловленных эффектами рассеяния радиоволн на неоднородностях межзвездной плазмы. Гупта с соавторами [29] в результате анализа периодической структуры в динамических спектрах на частоте 327 МГц получил ограничение на расстояние между областями радиоизлучения в компонентах I и II, $D_{I-II} > 30$ км, что соответствует ограничению на высоту зоны радиоизлучения $r_0 > 260$ км. Эти оценки хорошо согласуются с нашими результатами.

В другом исследовании Смирнова и Шишов [30] на частоте 102.5 МГц также путем анализа спектров для компонентов I и II получили оценку на рас-

стояние между областями радиоизлучения $D_{I-II} \approx 300$ км, что соответствует высоте 4500 км над поверхностью нейтронной звезды. В работе [31] рассмотрены особенности определения локализации излучающих областей в магнитосфере пульсара путем анализа спектров, искаженных эффектами межзвездного рассеяния. Там же приведен обзор таких исследований.

2. Деформация конуса излучения. На высоте выхода излучения О моды может проявиться деформация конуса открытых магнитных силовых линий, вызванная вращением нейтронной звезды: за пределом светового цилиндра твердотельное вращение поля невозможно, и силовые линии отстают от вращения и оказывают натяжение на силовые линии внутри светового цилиндра так, что силовые линии на переднем фронте профиля излучения О моды поджимаются, а в конце профиля растягиваются. Такой эффект действительно проявляется в измеренных параметрах среднего профиля, а именно, полуширина компонента I заметно меньше полуширины компонента II почти на 25%. По этой же причине компонент S не находится в середине внешнего конуса, а смещен вперед на 8%.

3. Пространственная структура потока вторичной плазмы. Различная ширина субимпульсов в крайних (О мода) и центральном компоненте среднего профиля, а также некоторые особенности распределения по типам АКФ микроструктуры указывают на вытянутую в плоскости магнитного меридиана пространственную структуру потока вторичной релятивистской плазмы в магнитосфере пульсара. Такой же вывод был сделан Поповым и Зибем [32] в результате анализа кросс-корреляционных функций флуктуаций интенсивности радиоизлучения для 12 пульсаров на частоте 1700 МГц.

4. Механизм формирования микроструктуры. Наблюдаемые различия в характеристиках микроструктуры для разных компонентов PSR B1133+16 указывают на то, что механизм формирования микроструктуры, которая отражает пространственно-временные характеристики потока вторичной плазмы, зависит от асимметрии относительно оси вращения электрического поля полярной шапки и магнитного поля в области рождения вторичной плазмы; также могут сказываться эффекты распространения. Эти вопросы требуют теоретического рассмотрения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. R. Lorimer and M. Kramer*, Handbook of Pulsar Astronomy (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2012).
2. *T. H. Hankins*, 169, 487 (1971).
3. *T. H. Hankins and B. J. Rickett*, in Methods in computational physics. Vol. 14. Radio astronomy (New York: Academic Press, Inc., 1975), p. 55.
4. *T. H. Hankins*, 177, L11 (1972).
5. *J. M. Cordes and T. H. Hankins*, Bull. Amer. Astron. Soc. 5, 18 (1973).
6. *V. Boriakoff*, Pulsar Radiofrequency Observations with a Digital Pulsar Processor, PhD thesis (New York, Cornell University, 1973).
7. *J. M. Cordes*, 208, 944 (1976).
8. *Н. С. Кардашев, А. Д. Кузьмин, Н. Я. Николаев, А. Ю. Новиков, и др.*, Астрон. журн. 55, 1024 (1978).
9. *М. В. Попов, Т. В. Смирнова, В. А. Соголаснов*, Астрон. журн. 64, 1013 (1987).
10. *M. V. Popov, N. Bartel, W. H. Cannon, A. Yu. Novikov, V. I. Kondratiev, and V. I. Altunin*, Astron. and Astrophys. 396, 171 (2002).
11. *M. V. Popov and T. V. Smirnova*, Astron. Rep. 68(5), 1129 (2024).
12. *I. A. Girin, S. F. Likhachev, A. S. Andrianov, M. S. Burgin, M. V. Popov, A. G. Rudnitskiy, V. A. Soglasnov, and V. A. Zuga*, Astronomy and Computing 45, id. 100754 (2023).
13. *M. Kramer, R. Wielebinski, A. Jessner, J. A. Gil, and J. H. Seiradakis*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 107, 515 (1994).
14. *B. J. Rickett*, 197, 185 (1975).
15. *V. Radhakrishnan and D. J. Cooke*, Astrophys. Letters 3, 225 (1969).
16. *J. M. Rankin*, 274, 359 (1983).
17. *J. M. Rankin*, 274, 333 (1983).
18. *J. M. Rankin*, 301, 901 (1986).
19. *V. Radhakrishnan and J. M. Rankin*, 352, 258 (1990).
20. *J. M. Rankin*, 405, 285 (1993).
21. *V. S. Beskin, A. V. Gurevich, and Ia. N. Istomin*, Astrophys. Space Sci. 146(2), 205 (1988).
22. *M. A. Ruderman and P. G. Sutherland*, 196, 51 (1975).
23. *V. S. Beskin*, Soviet Astron. 26, 443 (1982).
24. *В. С. Бескин*, Успехи физ. наук 188(4), 377 (2018).
25. *P. A. Sturrock*, 164, 529 (1971).
26. *A. G. Lyne and R. N. Manchester*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 234, 477 (1988).
27. *D. Mitra, M. Arjunwadkar, and J. M. Rankin*, 806(2), id. 236 (2015).
28. *J. M. Cordes*, 210, 780 (1976).
29. *Ya. Gupta, N. D. Ramesh Bhat, and A. Pramesh Rao*, 520(1), 173 (1999).
30. *Т. В. Смирнова, В. И. Шушов*, Письма в Астрон. журн. 15(3), 443
31. *M. V. Popov, N. Bartel, A. S. Andrianov, M. S. Burgin, et al.*, 954(2), id. 126 (2023).
32. *M. V. Popov and W. Sieber*, Soviet Astron. 34, 471 (1990).

MICROSTRUCTURE IN RADIO EMISSION OF THE PULSAR B1133+16 AT A FREQUENCY OF 111 MHZ

M. V. Popov¹

¹*Astrospace Center of P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

**E-mail: popov069@asc.rssi.ru*

This study is based on observations of the pulsar B1133+16 conducted on the BSA PRAO antenna array at a frequency of 111 MHz with continuous recording of undetected signal (voltage) in the 2.5 MHz band, providing time resolution 0.2 microseconds. From 30 observing sessions, 570 strong pulses were selected for the subsequent analysis of microstructure parameters. The analysis was performed by computing autocorrelation functions separately for the three components of the mean profile: two extreme main components *I* and *II* and for the central weak component *S* in the profile saddle. For the component *S* microstructure analysis was performed for the first time. Distributions have been constructed by the following parameters: time scales τ_μ , modulation depth m_μ , and the parameter d , which characterizes the shape of the micropulses. Noticeable differences were found in some parameters for different profile components. The discovered features were interpreted in the model of hollow cone with a central component. It was believed that the radio emission of the extreme components (*I* and *II*) is generated by ordinary mode O, and the radio emission of the central component is provided by extraordinary mode X. Under this interpretation the radio emission output heights above the polar cap, were estimated to be 45 and 280 km for the X and O modes, respectively. A noticeable deformation of the X mode emission cone relative to the central component *S* was mentioned. Considerations are presented that point to the spatial structure of the secondary plasma flow, elongated along the meridians of the magnetic field.

Keywords: numerical methods; interstellar gas; index refraction of radio waves; ionosphere: theories, influence of the ionosphere, distribution.

МЕТАЛЛИЧНОСТЬ И КИНЕМАТИКА ОКОЛОСОЛНЕЧНОГО ЗВЕЗДНОГО НАСЕЛЕНИЯ ГАЛАКТИКИ

© 2024 г. А. В. Тутуков¹, Н. В. Чупина¹, С. В. Верещагин^{1,*}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: svvs@ya.ru

Поступила в редакцию 17.01.2024 г.

После доработки 19.02.2024 г.

Принята в печать 11.03.2024 г.

Продолжено исследование кинематики и генетики звездных популяций Галактики в пределах сферы радиусом 300 парсек на основе каталога Gaia (AG300). Основное внимание уделено химическому составу и генетике звезд короны ядра (гало) Галактики с высокоэллиптическими орбитами и звезд с гиперболическими орбитами из окрестностей Солнца. Рассмотрена возможная роль различных механизмов ускорения пространственного движения звезд в формировании звездной короны (гало) Галактики и звезд с высокими гиперболическими ($v > 500$ км/с) скоростями в окрестностях Солнца. Взрывы сверхновых звезд в тесных двойных и распад неустойчивых тесных тройных звезд предложен в качестве возможных механизмов ускорения этих звезд. Обилие железа в звездах короны совпадает с обилием железа в шаровых скоплениях, что является аргументом в пользу их родства. Показано, что около 7% звезд низкой металличности ($[Fe/H] < 3$), судя по положению их апексов, могут принадлежать «первым» звездам Галактики, либо они продукт распада спутников Галактики малой массы.

Ключевые слова: звездные потоки, астрометрия, окрестности Солнца, каталог Gaia DR3.

DOI: 10.31857/S0004629924050069 **EDN:** JNWMLE

1. ВВЕДЕНИЕ

Продолжено исследование кинематики и морфологии звезд из окрестностей Солнца с радиусом 300 парсек на основе каталога Gaia (AG300) [1]. Каталог AG300 [1] составлен из звезд, выбранных из Gaia по следующим критериям (обозначения параметров взяты из описания Gaia DR3 Part 1. Main source, I/355/gaiadr3): параллакс $\rho_{\text{lx}} > 3.3$ мсд (взяты звезды в пределах ≈ 300 пк от Солнца), звездная величина G_{mag} — не пусто, параметр $\text{RUWE} \leq 1.4$, ошибки собственного движения и параллакса $e_{\text{pmRA}} \leq 0.1$ мсд/год, $e_{\text{pmDEC}} \leq 0.1$ мсд/год, $e_{\text{plx}} \leq 0.1$ мсд соответственно, относительная ошибка лучевой скорости $e_{\text{RV}}/\text{RV} \leq 0.2$. По данным критериям отобрано 970771 звезд — каталог AG300. Каталог AG300 дал возможность изучить кинематику звезд галактического диска и выделить два хорошо представленных компонента Галактики: звезды короны ядра и «свободные» звезды с высокими (> 500 км/с) скоростями. Звезды короны ядра имеют орбиты с высокими эксцентриситетами вокруг центра Галактики. Положения их апексов сосредоточены на небесной сфере в направлениях центра и антицентра Галактики в областях с угловыми радиусами $\sim 10^\circ$. Апексы высокоскоростных ($v > 500$ км/с) звезд продемонстрировали наличие двух популяций. Одна показала равномерное

распределение по небесной сфере, другая — признаки потока, совпадающего по направлению с направлением движения звезд диска Галактики. В нашей предыдущей работе [1] мы назвали их звездами короны ядра Галактики, атрибутируя тем самым их генетику. Однако, как будет показано ниже, металличность этих звезд более разнообразна, чем металличность звезд балджа и центральных областей Галактики, а их генетика остается не вполне ясной. Поэтому в настоящей статье мы используем термины звезды короны ядра Галактики и звезды гало Галактики как синонимы.

Звезды диска Галактики разделены большими расстояниями, в 10^8 раз превосходящими их размеры. Это делает редкими их сближения в пространстве, что способствует сохранению их орбит, как правило, с малыми эксцентриситетами. Редкие парные сближения способны лишь незначительно увеличить эксцентриситеты их орбит до ~ 0.2 и, как показало численное исследование модели N точек [2], увеличить толщину звездного диска до $\sim 40\%$ его размера. Изучение апексов звезд AG300 демонстрирует звездный диск Галактики в районе солнечной орбиты примерно такой же толщины [1]. Отметим, что два кинематически выделенных семейства звезд AG300 (звезды короны ядра и быстрые «сво-

бодные» звезды с пространственной скоростью относительно ГЦ ($v > 500$ км/с), вероятно, не могут быть объяснены в рамках классического сценария, описывающего эволюцию звездного диска. По этой причине возникла задача более детально рассмотреть связь их металличности и кинематики для установления природы этих звезд.

Для статистических оценок по выборкам звезд из каталога AG300 необходимо иметь представление о степени полноты данных Gaia для окосолнечных звезд. Для этого на рис. 1 представлены распределения по расстоянию от Солнца указанных выше популяций звезд AG300. На рис. 1 представлены: все звезды каталога AG300 (черным), звезды гало (зеленым), низкометаллические (голубым), высокоскоростные (розовым). Апексы звезд короны ядра (гало) расположены в области с координатами $|L - 180^\circ|, \delta L, \delta B \leq 30^\circ$. Как уже говорилось, звезды с $[Fe/H] < -3$ мы называем низкометаллическими, быстрыми называем звезды с $v > 500$ км/с. Оценка полноты AG300 сделана из предположения однородности распределения и средней плотности звезд приблизительно 1 пк^3 [3, 4, 5, 6].

Каталог Gaia DR3 включает информацию о расстояниях и видимых звездных величинах m_G . Это позволяет оценить по стандартной процедуре абсолютные звездные величины M_G . Большинство звезд AG300 являются звездами главной последовательности, что делает возможным оценить массы этих звезд (M_{MS}). Представление графических данных для звезд с $4 \leq M_G \leq 14$ [7] и звезд с $-3 \leq M_G \leq 14$ [8] аналитической аппроксимацией приводит к формуле:

$$\lg \frac{M_{MS}}{M_\odot} = 0.52 - 0.11 M_G \quad (1)$$

для звезд главной последовательности с массами $0.1 \leq \frac{M_{MS}}{M_\odot} \leq 10$. Большинство звезд AG300, принадлежащие к звездам короны ядра Галактики и быстрым ($v > 500$ км/с) звездам, имеют M_G в указанном выше интервале и массы (согласно (1)) меньше Солнечной. Абсолютная звездная величина звезды главной последовательности теперь может быть оценена по ее массе:

$$M_G = 4.7 - 9.1 \cdot \lg \frac{M}{M_\odot} \text{ (mag)} \quad (2)$$

Уравнения (1) и (2) использованы при анализе звезд AG300 и построении рис. 2.

Весьма вероятно, что в ходе своего формирования Галактика поглощала галактики — близкие спутники. Поэтому часть звезд Галактики могла возникнуть в процессе поглощения из этих спутников. Знание

химического состава спутников становится необходимым при анализе металличности звезд Галактики. Изучение металличности спутников нашей Галактики [9–12] с массами звездной составляющей $10^3 - 10^9 M_\odot$ позволяет предложить следующее выражение для связи металличности спутника с его массой:

$$[Fe/H] = -3.4 + 0.3 \lg \frac{M_g}{M_\odot} \quad (3)$$

Это соотношение, в частности, показывает, что для объяснения причин появления в Галактике звезд с $[Fe/H] \leq -3$, хорошо представленных в AG300, необходимо либо обращение к самым ранним стадиям ее эволюции, либо к поглощению спутников с массами, меньшими $\sim 10^3 M_\odot$. Обсуждению причин появления звезд низкой металличности посвящена четвертая глава настоящей работы.

Для анализа эволюции металличности галактик со временем необходима наблюдательная информация о металличности галактик. Изучение зависимости металличности от звездной составляющей массы галактик при $z \approx 2.5$ [13], что отвечает возрасту галактик $\sim 2 \cdot 10^9$ лет, показало, что при

$9 \leq \lg \frac{M_g}{M_\odot} \leq 11$ выполняется соотношение:

$$[Fe/H] = -4.1 + 0.33 \cdot \lg(M_g/M_\odot) \quad (4)$$

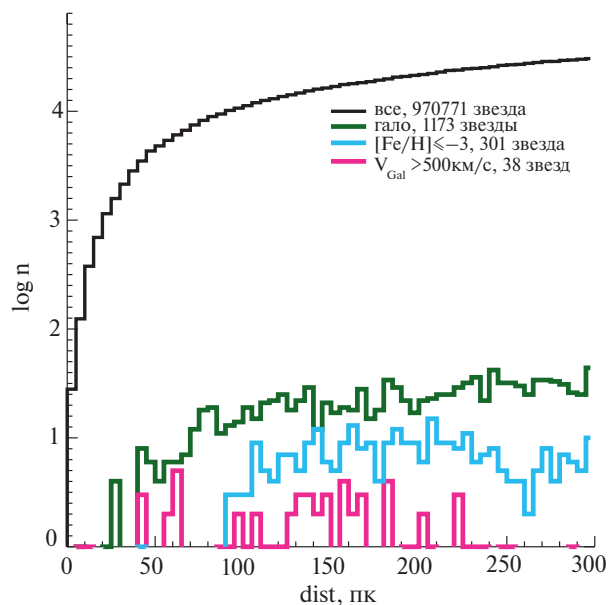


Рис. 1. Распределения звезд по расстоянию от Солнца. Показаны все звезды каталога AG300 (черным), звезды гало (зеленым), низкометаллические (голубым), высокоскоростные (розовым).

Это соотношение, как продемонстрировало сравнение с результатами других авторов в пределах дисперсии оценок $[\text{Fe}/\text{H}]$, справедливо при $1.6 \leq z \leq 5.0$. Следовательно, нужно иметь в виду, что при оценке металличности и массы звезд других галактик, поглощенных нашей Галактикой на ранних стадиях эволюции, разница составляет ~ 0.7 для металличности старых (3) и молодых (4) галактик. Последние почти в сто раз массивнее старых галактик при одинаковых $[\text{Fe}/\text{H}]$. Кроме того, при анализе химического состава звезд нужно иметь в виду, что массивные галактики имеют значительную разницу в металличности центральных и периферийных областей. Например, для нашей Галактики она достигает $\Delta[\text{Fe}/\text{H}] \approx 0.7$ [14].

Анализ кинематики звезд AG300, выполненный нами ранее, показал наличие нескольких кинематически выделенных семейств звезд [1]. Основная часть звезд AG300 представлена звездами диска Галактики, размеры которого диктуются начальным угловым моментом протогалактического вещества. Другой, хорошо населенный компонент AG300, — это звезды короны ядра (гало) Галактики, число которых достигает ~ 1500 . Звезды короны ядра представлены двумя почти равными по численности семействами звезд, движущихся к центру и антицентру Галактики по орбитам высокой ~ 0.8 эллиптичности. Третий компонент AG300 включает 76 высокоскоростных ($v > 500$ км/с) звезд. Указанное

значение пространственной скорости относительно ЦГ делает их «свободными» от гравитационной связи с Галактикой.

Для оценки степени полноты каталога AG300 построен рис. 1. Шкала высоты в окрестности Солнца звездного диска Галактики для М-карликов, представляющих согласно функции масс большинство звезд, превышает ~ 300 пк [5]. Это позволило считать распределение М-карликов однородным в пределах 300 пк от Солнца. На рис. 1 показана зависимость от расстояния от Солнца полного числа звезд нескольких выбранных нами для детального изучения их химического состава звездных населений AG300. При средней плотности звезд в пространстве ~ 1 пк $^{-3}$ оценка полного числа звезд в сфере с радиусом 300 пк составляет $\sim 10^7$, что почти на порядок превышает число звезд, включенных в AG300 (рис. 1). Это обстоятельство необходимо принимать во внимание при оценке числа звезд в Галактике, опираясь на численность каталога AG300. Фактически все оценки численности звезд, выполненные на основе каталога AG300, представляют собой только нижнюю границу численности соответствующих звездных популяций в Галактике, что осложняет наши количественные оценки.

На рис. 2 представлены распределения по массам указанных выше звездных населений в AG300. Массы оценены по абсолютным звездным величинам M_G

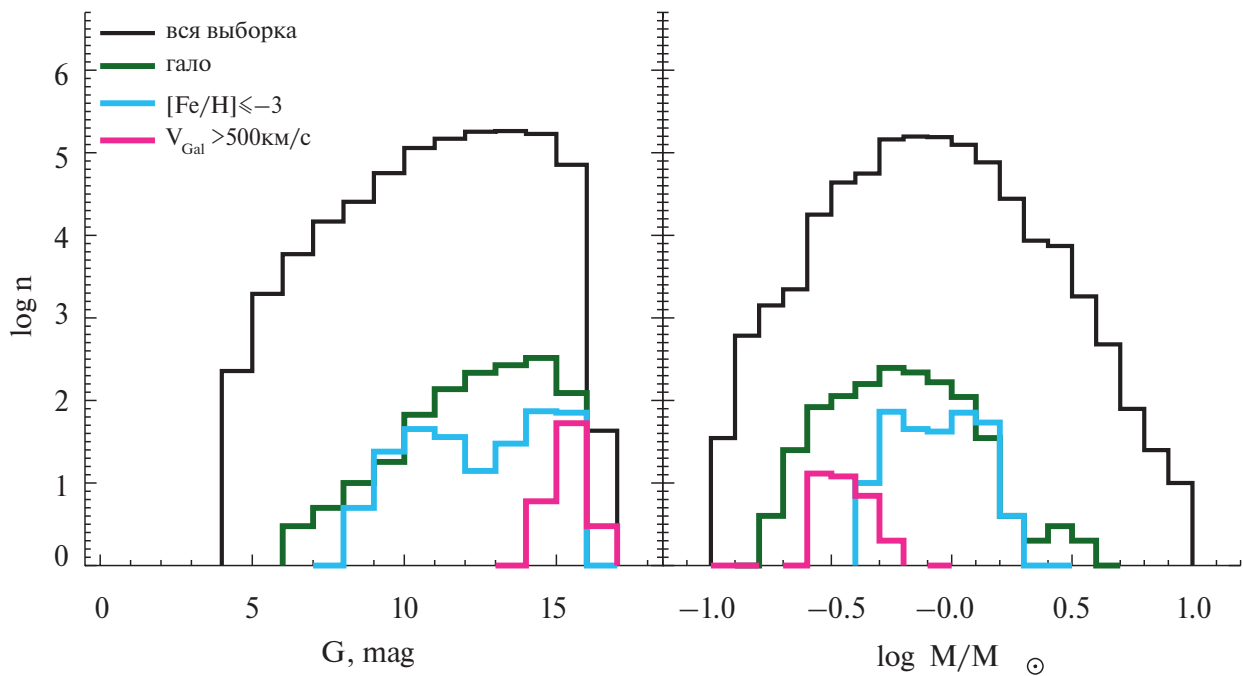


Рис. 2. Распределение числа звезд по звездной величине G (левая панель) и массе (правая панель). Значения $\lg M_g / M_\odot$ определены, исходя из предположения, что звезда принадлежит главной последовательности.

с помощью соотношения (1). Полагается, что все звезды являются звездами главной последовательности. Естественно, что основная часть звезд каталога AG300 имеют массы, близкие к Солнечной массе. Уменьшение числа звезд с массами, меньшими Солнечной, предопределяется неполнотой каталога Gaia.

Соотношение (1) показывает, что звезда с массой $0.1M_{\odot}$ имеет $M_G \approx 13.8^m$. Видимая звездная величина звезды с массой $M \approx 0.1M_{\odot}$ на границе выбранного нами предельного расстояния от Солнца ~ 300 парсек равна $m_G \approx 21^m$, что близко к предельной звездной величине каталога Gaia также равной $\sim 21^m$. Следовательно, наш ансамбль AG300 условно полон для звезд главной последовательности с массами, большими $\sim 0.12M_{\odot}$. Поэтому указанное выше малое количество звезд AG300 по сравнению с ожидаемым (рис. 1) и уменьшение числа звезд с уменьшением массы при $M \leq 0.5M_{\odot}$ на рис. 2 обусловлено не малой их яркостью, а эффектами наблюдаемой селекции Gaia. При оценке распределения звезд AG300 по массе (рис. 2, правая панель) следует иметь в виду, что распределение звезд с массами $0.1M_{\odot} - M_{\odot}$ может быть представлено функцией $dN/dM \sim M^{-1.3}$ [16]. Большинство этих звезд имеет время жизни, превышающее Хаббловское время. Уменьшение числа звезд при $M \leq 0.5M_{\odot}$ на рис. 2 является следствием неполноты Gaia и, следовательно, и AG300 при $dist \geq 50$ пк (рис. 1).

Уменьшение числа более массивных звезд, чем Солнце, с их массой (рис. 2, правая панель) задается начальной функцией масс этих звезд и сокращаемым временем их жизни на главной последовательности с ростом массы. Большинство интересующих нас в данной работе семейств имеют массы звезд, как правило, меньшие Солнечной массы. Обращает на себя внимание низкая средняя масса $\sim 0.3M_{\odot}$ высокоскоростных звезд ($v > 500$ км/с) относительно центра Галактики. Вероятная причина этого обстоятельства будет обсуждена в третьей главе, это, вероятно, механизм ускорения пространственного движения таких звезд.

2. ЗВЕЗДЫ КОРОНЫ ЯДРА (ГАЛО) ГАЛАКТИКИ

Для сравнительного анализа выделенных во Введении трех звездных популяций AG300 на рис. 3 построено их распределение по металличности. Обилие железа в данном случае служит мерой химической эволюции звездных населений. Также оно помогает установить генетические связи между звездами популяции Галактики и ее спутников. На рис. 3 выделяется максимум при $-1.0 \leq [Fe/H] \leq 0.3$, отмечающий обилие металлов большей части звезд тонкого и толстого диска Галактики [18, 19]. Такое

обилие металлов в газе диска устанавливается после $2 \cdot 10^9$ лет с начала эволюции дисковой галактики с массой порядка массы нашей Галактики [20]. При этом, как показали численные модели, в течение $\sim 10^{11}$ лет производство металлов сверхновыми звездами уравнивается поступлением в межзвездную газовую среду обедненного металлами вещества старых планетарных туманностей. Это обеспечивает практическое постоянство $[Fe/H]$ в течение $\sim 10^{10}$ лет.

Распределение звезд каталога AG300 по металличности на рис. 3 близко к ожидаемому: заметно, что $N \sim [Fe/H]$ при $[Fe/H] \leq 0$ в рамках простой консервативной модели обогащения межзвездного газа металлами, за исключением двух групп звезд при $[Fe/H] \approx -2.5$ и $[Fe/H] \leq -3$. Максимум при $[Fe/H] \approx 2.5$ является вероятным следствием округления. Число звезд с $[Fe/H] \leq -3$ составляет 301 или $\sim 4 \cdot 10^{-4}$ от общего числа звезд AG300. В итоге оценка полного числа звезд с $[Fe/H] \leq -3$ в Галактике, учитывая неполноту каталога AG300, составляет не менее 10^7 . Эти звезды могли принадлежать, вероятно, к числу первых звезд нашей Галактики и, возможно, первых звезд ее спутников, поглощенных ею в прошлом. Они будут рассмотрены позже в четвертой главе.

Изучение распределения апексов звезд AG300 позволило выделить около полутора тысяч звезд с апексами, сконцентрированными в сравнительно

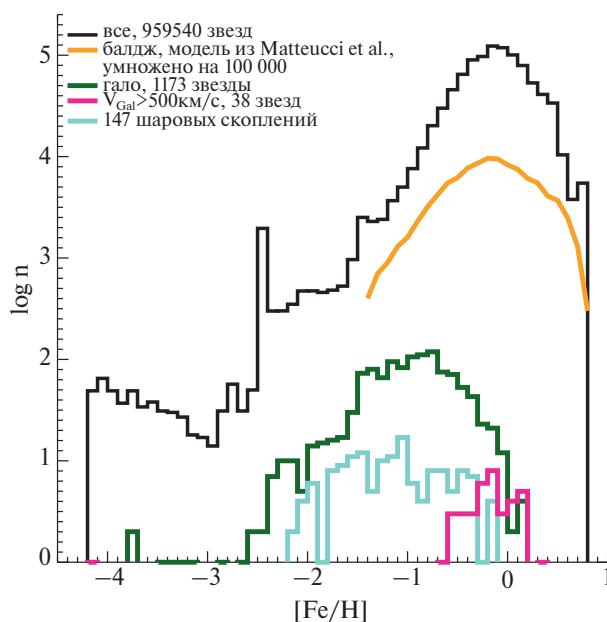


Рис. 3. Распределение по металличности звезд AG300 и шаровых скоплений, значения $[Fe/H]$ взяты из Gaia. Данные для шаровых скоплений взяты из каталога [17].

узких противоположных направлениях. Угловой размер области концентрации апексов $\sim 30^\circ$ с центрами, совпадающими с направлениями на центр и антицентр Галактики. Эти звезды, названные нами звездами короны ядра, вероятно, представляют звездное гало Галактики, исследованию которого посвящено много работ. Звезды гало могут возникнуть как в результате процессов в ядре (балдже) Галактики, так и в ходе процесса приливного разрушения близких спутников Галактики [21–24]. Число звезд короны AG300 $\sim 10^3$ близко к оценке их числа на основе модели Галактики [24].

Рассмотрим распределение звезд короны ядра Галактики по металличности, приведенное на рис. 3. Оно практически совпадает с распределением по металличности популяции шаровых скоплений Галактики [26–28]. Это может говорить об общей генетике звезд этих двух популяций. Отдельно приведенное исследование ($350 < v$ (км/с) < 500) звезд короны ядра из AG300 показало, что оно практически совпадает с распределением всех остальных звезд диска (рис. 3). Это распределение по металличности не демонстрирует признаков родственности звезд короны ядра семейству быстрых звезд AG300 с $v > 500$ км/с. Важно, что быстрые звезды, согласно их металличности, образуют отдельное семейство, и они не являются высокоскоростным «продолжением» звезд короны ядра Галактики. Распределение звезд короны по массам (рис. 2) показывает, что они имеют, как правило, массу меньше Солнечной, что обеспечивает время их жизни порядка Хаббловского времени. Звезды рис. 2 с $M \geq 1.0 M_\odot$ являются, вероятно, субгигантами с $M \approx M_\odot$ и оценки их масс формальны в силу использованного нами соотношения $M_G - M/M_\odot$ для звезд главной последовательности (1).

Часть звезд ($n \sim 900$) с эксцентриситетами орбит $e > 0.8$ и сравнительно высокими металличностями ($-2.0 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.0$) на рис. 3 принадлежит, вероятно, толстому диску нашей Галактики. К такому выводу пришли Kim, Lerpine 2022 [29], изучив металличность около 550000 звезд, орбиты которых имеют большие эксцентриситеты. Распределения по металличности звезд гало и толстого диска Галактики частично перекрываются. Часть звезд гало Галактики и звезд со скоростями более ~ 500 км/с могли возникнуть в результате распада двойных звезд ядра Галактики в поле гравитации сверхмассивной черной дыры в ее центре [30]. Звезды ядра Галактики имеют, как правило, высокую металличность, сопоставимую с металличностью звезд бал-

джа. Поэтому такие звезды среди звезд гало Галактики редки. Возможно, они представлены немногочисленными звездами каталога [29] и звездами короны ядра каталога AG300 (рис. 3) с $[\text{Fe}/\text{H}] \approx 0$.

Шаровые скопления Галактики обнаруживают большое разнообразие их металличностей: $-2.8 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim 0$ [26–28]. Это согласуется с их образованием, как в ходе химической эволюции Галактики, так и в результате ее слияния с маломассивными спутниками. Шаровые скопления, судя по их кинематике и металличности, в итоге, могли участвовать в формировании короны ядра Галактики. Интересно, что среди шаровых скоплений пока не известны объекты с $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -3$, хотя в Галактике такие звезды есть (рис. 3). Изучение спектров ~ 600000 звезд в поиске первых звезд Галактики с $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -3$ позволило найти пять звезд, удовлетворяющих этому строгому критерию [29]. Ожидаемое относительное число звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -3$ на основе моделирования химической эволюции Галактики составляет $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ [30]. Большая их часть расположена в области с радиусом, в несколько раз превышающим радиус Галактики. Вероятная причина последнего — молодость этих звезд.

Вопрос о происхождении шаровых скоплений нашей Галактики исследовался на основе изучения химического состава и кинематики в [31–33]. Итоги этой работы показали, что от 20% [31] до 45% [32] шаровых скоплений Галактики являются членами поглощенных ею в прошлом спутников — галактик малой массы. Не исключено также, что доля «чужих» скоплений зависит от массы «галактики-агрессора», меняясь от нуля до $\sim 80\%$ с ростом массы последнего [31]. Следует признать естественным, что наряду с шаровыми скоплениями спутников при слияниях поглощался и их звездный компонент низкой металличности. В этих обстоятельствах подобие металличности шаровых скоплений с металличностью звезд короны ядра (гало) Галактики имеют, возможно, генетическое объяснение. То есть, звезды короны ядра (гало) Галактики могут представлять в этом случае звездный компонент поглощенных в прошлом ее спутников малой массы. Аккумуляционный характер образования галактик введен в классической работе [34].

Концентрация апексов звезд короны ядра (гало) Галактики в направлении центр-антицентр является простым следствием высокой плотности ядра Галактики. Последняя, при почти постоянной скорости вращения звезд диска Галактики, растет как R^{-2} , где R — расстояние от центра Галактики. Для спутников Галактики масса $M = 0.2 \cdot R^2$ [35], а плотность

растет как $M^{-1/2}$. То есть, маломассивные и поэтому плотные спутники могут разрушаться в звездные потоки, только погружаясь в плотные ядра массивных галактик. Это обстоятельство, вероятно, предопределяет выделенность кинематических параметров звезд короны ядра Галактики, найденную нами ранее [1].

Звездный балдж Галактики, в принципе, может являться потенциальным участником обогащения солнечных окрестностей своими быстрыми звездами. Возраст [36] и химический состав [37–39] звезд балджа близки к возрасту [40] и химическому составу звезд центральных областей диска Галактики [41], но заметно отличаются от химического состава и возраста звезд короны (рис. 3). При этом характерный возраст звезд балджа заключен в пределах $6 \cdot 10^9 - 14 \cdot 10^9$ лет [40], а металличность в пределах $-5 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.5$.

Детальное изучение химического состава звезд балджа Галактики обнаружило возможное деление его населения на две популяции с характерной металличностью $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.3$ и $+0.3$ [38]. Это обстоятельство свидетельствует, возможно, о двух стадиях (механизмах) формирования балджа Галактики, активированных, например, слиянием с ее крупными спутниками, а также баром Галактики. Важно отметить, что металличность звезд балджа заметно превосходит как металличность короны ядра Галактики, так и металличность звезд шаровых скоплений Галактики (рис. 3).

Звездное гало Галактики в пределах 10 кпк от Солнца на основе данных Gaia рассмотрено в [42]. Обнаруженная корреляция металличности с эксцентриситетом орбит звезд гало является, вероятно, следствием того, что низкометаллические спутники Галактики малых масс разрушаются за счет приливов на периферии Галактики, в то время как более высокометаллические спутники для своего разрушения должны погружаться в плотные, центральные области Галактики. Полный интервал металличностей звезд гало практически совпадает с интервалом металличности звезд короны ядра (рис. 3). Таким образом, звезда короны ядра, судя по концентрации их апексов к центру и антицентру Галактики, по металличности представляют, вероятно, звезды гало.

Подводя итоги краткому обсуждению вариантов генетики звезд короны ядра (гало) Галактики каталога AG300, можно заключить, что наиболее вероятным сценарием их возникновения является разрушение спутников малой массы в плотном звездном ядре Галактики на ранних стадиях ее эволюции. Совпадение распределения звезд гало и шаровых

скоплений по металличности является наиболее надежным аргументом в пользу такого сценария.

Рассмотрим потенциальный вклад других компонентов нашей Галактики в выборке AG300. Звезды балджа Галактики имеют $-1 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.5$ с максимумом при $[\text{Fe}/\text{H}] \approx 0.2$ [37, 42] причем металличность звезд балджа увеличивается с приближением к галактическому центру [50]. Звезды балджа, как правило, более богаты металлами, чем звезды солнечной окрестности, на величину $\Delta[\text{Fe}/\text{H}] \simeq 0.4$. Среди возможных причин появления звезд балджа считается ускоряющее влияние бара на звезды ядра Галактики [43–46]. Слияние с маломассивными спутниками Галактики, как причина появления основной части звезд балджа, отклоняется на основе высокого обмена металлов в звездах балджа (рис. 3).

Другая возможная причина появления сфероидальных балджей галактик — вспышки звездообразования в ядрах галактик, связанные с быстрой потерей газа ядром за счет вспышек массивных сверхновых звезд [47]. Привлекательная возможность объяснить формирование балджей слиянием с маломассивными спутниками Галактики, наталкивается на химический «барьер» ввиду малой металличности последних. Но звезды короны ядра Галактики (рис. 3), судя по их химическому составу (3), могут быть продуктами слияния таких спутников с массой $M \simeq 10^6 - 10^9 M_\odot$.

3. ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ И ГЕНЕТИКА БЫСТРЫХ ($v > 500$ км/с) ЗВЕЗД AG300

Характерные относительные пространственные скорости звезд диска Галактики в солнечных окрестностях ~ 30 км/с. Еще в пятидесятых годах прошлого столетия в ОВ-ассоциациях были найдены молодые звезды со скоростями ~ 100 км/с. Детальный анализ возможных причин появления звезд со столь высокими скоростями привел к выводу о том, что взрывы массивных компонентов тесных двойных звезд в качестве сверхновых звезд могут привести к появлению звезды со скоростью ~ 100 км/с [48]. Данные о звездах с большими скоростями позднее были использованы для исследования структуры галактического гало [49] и ранних стадий эволюции Галактики [50]. Большое внимание было уделено изучению механизмов ускорения звезд до предельно высоких скоростей в рамках модели распада тройных систем, включающих сверхмассивные черные дыры [51]. Каталог AG300 позволил найти около семидесяти звезд со скоростями выше ~ 500 км/с, по всей вероятности, не связанных гравитационно с

нашей Галактикой [1]. Сравнительному анализу их характеристик посвящена эта глава.

Распределение звезд AG300 по пространственным скоростям относительно центра Галактики дано на рис. 4. Большинство звезд принадлежат звездному диску Галактики, имея средние скорости, близкие к скорости вращения диска ~ 230 км/с. Звезды короны ядра (гало) Галактики имеют большую дисперсию скоростей от ~ 20 км/с до ~ 400 км/с. Переход от звезд, принадлежащих Галактике к «свободным», быстрым звездам происходит при скоростях 450–500 км/с. Обращает на себя внимание совпадение распределения по скоростям звезд с низким обилием металлов ($[\text{Fe}/\text{H}] < -3$) с распределением по скоростям звезд диска галактики. При этом важно отметить, что апексы низкометаллических звезд совпадают с апексами звезд диска Галактики. Причины этого совпадения будут обсуждены в Главе 4 настоящей работы.

Обсудим возможные пути ускорения звезд Галактики до высоких скоростей, представленных на рис. 4. Оценим частоту появления быстрых звезд, ускоренных взрывами сверхновых в тесных двойных системах, сопровождаемых распадом таких систем. Распределение двойных звезд по массам первичных компонентов M , большим полуосям орбит a и отношению масс компонентов q задается соотношением [52]:

$$d^3N = 0.2 d \lg \frac{a}{R_\odot} \cdot \frac{dM/M_\odot}{(M/M_\odot)^{2.35}} dq \text{ год}^{-1} \quad (5)$$

при $10 \lesssim a/R_\odot \lesssim 10^6$.

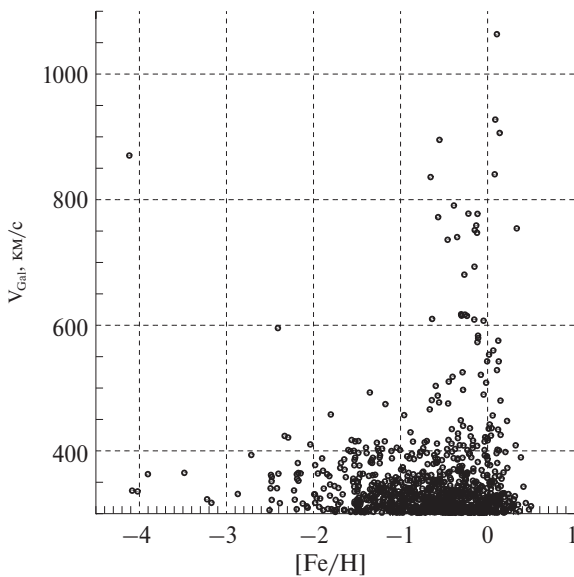


Рис. 4. Соотношение металличность — пространственная скорость для звезд AG300 со скоростями $v \geq 300$ км/с.

Масса звезды, необходимая для взрыва сверхновой, составляет $M \gtrsim 8M_\odot$ [52]. Околосолнечная масса спутника требует $dq \approx 0.1$. Для получения высокой скорости спутника сверхновой после преодоления им стадии с общей оболочкой: $d \lg \frac{a}{R_\odot} \approx 0.3$.

Итоговая оценка частоты появления быстрых звезд в Галактике составляет $\sim 10^{-3}$ год $^{-1}$. Скорость звездообразования в Галактике $\sim M_\odot / \text{год}$ (5), а частота сверхновых, заканчивающих эволюцию массивных звезд, ~ 0.03 в год, что при массе Галактики $\sim 10^{11} M_\odot$ дает полное число сверхновых за Хаббловское время $\sim 3 \cdot 10^9$ и число быстрых долгоживущих звезд с массой, меньшей солнечной $\sim 3 \cdot 10^6$. Итоговая оценка числа быстрых звезд в пределах 300 парсек AG300 в предположении сферической симметрии их распределения составляет ~ 100 .

Эта оценка недостаточна для объяснения всех звезд короны ядра (гало) Галактики каталога AG300, которое составляет ~ 1400 [1]. Кроме того, обилие металлов большинства быстрых звезд, произведенных в тесных двойных звездах с помощью сверхновых звезд, должно быть порядка солнечного, а звезды короны, как правило, имеют низкую металличность ($[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim 0$) (рис. 3). Стоит отметить, что этот сценарий может генерировать достаточное количество быстрых звезд, необходимых для объяснения происхождения звезд с $v > 500$ км/с и солнечным обилием металлов (рис. 3). Этот сценарий мог бы помочь в понимании причины концентрации апексов большинства звезд с $v > 500$ км/с в направлении вращения звездного диска Галактики, отмеченную нами ранее. Возможно, это следствие их рождения в диске [1]. Интересно, что часть химически peculiar звезд имеют пространственные скорости, достаточные для отнесения их к числу звезд гало Галактики [53]. Избыток обилия тяжелых элементов для них может быть отнесен к прошлому близкому взрыву сверхновых в предельно тесных двойных системах.

Потеря в ходе взрыва сверхновой более половины массы такой двойной системы приводит ее к распаду, а потеря большей части массы системы практически сохраняет орбитальную скорость маломассивного спутника в качестве его пространственной скорости. Орбитальная скорость спутника главной последовательности сверхновой звезды при заполнении им своей полости Роша может быть записана как:

$$v = 300 (M_{\text{SN}}/m)^{\frac{1}{3}} \text{ км/с}, \quad (6)$$

где $M_{\text{SN}} \approx 0.1(M_{\text{MS}}/M_{\odot})^{1.4}$ — масса гелиевой предсверхновой в тесной двойной, а m — масса ее спутника, звезды главной последовательности. При $M_{\text{MS}} \approx 40M_{\odot}$, $M_{\text{SN}} \approx 17.5M_{\odot}$, $m \approx 0.5M_{\odot}$ скорость освобожденного спутника будет ~ 960 км/с. Взаимодействие оболочки сверхновой со спутником может увеличить нашу оценку скорости (6).

Другой потенциально возможный механизм ускорения звезд диска Галактики — распад предельных тесных тройных звезд. Из закона сохранения энергии системы в этом случае скорость «освобожденного» маломассивного компонента с массой m может быть оценена как:

$$v = 300(M/m)^{\frac{1}{3}} \text{ км/с}, \quad (7)$$

где M — масса одинаковых компонентов оставшейся тесной двойной системы. В этом сценарии мы снова можем получить высокие скорости маломассивных компонентов, если тесная тройная система с неустойчивыми орбитами имеет большой контраст масс компонентов. Эта возможность достойна специального внимания, ибо при выводе соотношения (7) полагалось, что минимальное расстояние при сближении компонентов превышает 2.5 радиуса звезды главной последовательности. Учитывая малую массу протяженных оболочек звезд, они могут сближаться и теснее, теряя несущественную массу и сохраняясь. Это обстоятельство может увеличить оценку (3) в полтора-два раза, что позволяет понять причину появления звезд со скоростями $\sim 10^3$ км/с.

Для выяснения природы высокоскоростных звезд построен рис. 4, на котором показана корреляция пространственной скорости звезд AG300 с их металличностью. Выбраны звезды с $v \gtrsim 300$ км/с. Рис. 4 демонстрирует, что звезды с $v \lesssim 450$ км/с гравитационно связаны с нашей Галактикой за счет гравитации темного гало последней. Условия связи были детально обсуждены в нашей предыдущей работе по AG300 [1]. Эти звезды имеют металличности на широком интервале $-2 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.3$. Звезды низкой металличности либо представляют первые звезды нашей Галактики, либо являются продуктом распада ее спутников малой $\sim 10^9 M_{\odot}$ (4) массы. Важно, что звезды с $v \gtrsim 450$ км/с на рис. 4 имеют подчеркнуто околосолнечные металличности, позволяющие надежно отнести их к звездам диска Галактики. Это обстоятельство поддерживает возможность их возникновения в ходе распада неустойчивых тесных тройных звездных систем и в процессе распада тесных двойных звезд, один из компонентов которых испытывает взрыв сверхновой звезды.

Стоит добавить, что на рис. 3 большинство звезд AG300 представляют звездный диск Галактики с солнечным обилием металлов. Околосолнечные звезды кинетически делятся, как было подтверждено нами ранее [1], на два потока, найденных Каптейном. Отношение численности звезд этих потоков по AG300 определяется как $576524 / 249513$. Сравнение распределений по $[\text{Fe}/\text{H}]$ звезд двух потоков показало их совпадение во всем исследуемом интервале металличности $-4.2 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.8$.

Распределение быстрых звезд AG300 со скоростями большими 500 км/с по их абсолютной светимости M_G помогло с помощью (1) найти, что масса быстрых звезд с $V > 500$ км/с заключена на интервале $0.1M_{\odot} - 0.9M_{\odot}$ (рис. 2). Это оставляет их звездами главной последовательности в течение Хаббловского времени. Обилие металлов в быстрых звездах — порядка Солнечного (рис. 3), что относит их образование либо к разрушению очень массивных галактик их местного скопления с массами галактик согласно (2) порядка $10^8 M_{\odot} - 10^{11} M_{\odot}$. Либо, учитывая концентрацию их апексов в направлении вращения звезд диска Галактики (рис. 5), например, к распаду неустойчивых тройных звезд диска нашей Галактики. К сожалению, только 38 звезд с высокими пространственными скоростями имеют известные металличности. Быстрые звезды со случайно распределенными на небесной сфере апексами (рис. 8.10 из [1]), будучи продуктами распада спутников Галактики малой массы, имеют $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -1$. Последняя возможность требует дополнительного исследования и обоснования. Остальные быстрые звезды, вероятно, возникают в диске Галактики.

Оценим частоту генерации быстрых звезд ($v \gtrsim 500$ км/с) в Галактике на основе каталога AG300 для того, чтобы сравнить эту оценку с теоретической оценкой частоты распада тесных двойных звезд под влиянием взрыва их компонентов как сверхновых и с оценкой частоты распада неустойчивых тесных тройных систем в Галактике. Число звезд каталога AG300 с $v > 500$ км/с, апексы которых близки к апексам звезд диска Галактики, составляет ~ 30 . Принимая радиус Галактики ~ 10 кпк, время пересечения Галактики этими звездами $2 \cdot 10^7$ лет, получим, что частота появления этих звезд в Галактике ~ 0.003 в год. Эта частота сравнима с наблюдаемой частотой вспышек сверхновых в Галактики [54]. Ясно, что для получения столь высоких скоростей звезд, потерянных при взрыве сверхновых звезд в тесных двойных системах, необходим строгий подбор параметров этих систем. Это уменьшает потенциальную частоту генерации быстрых звезд в тесных двой-

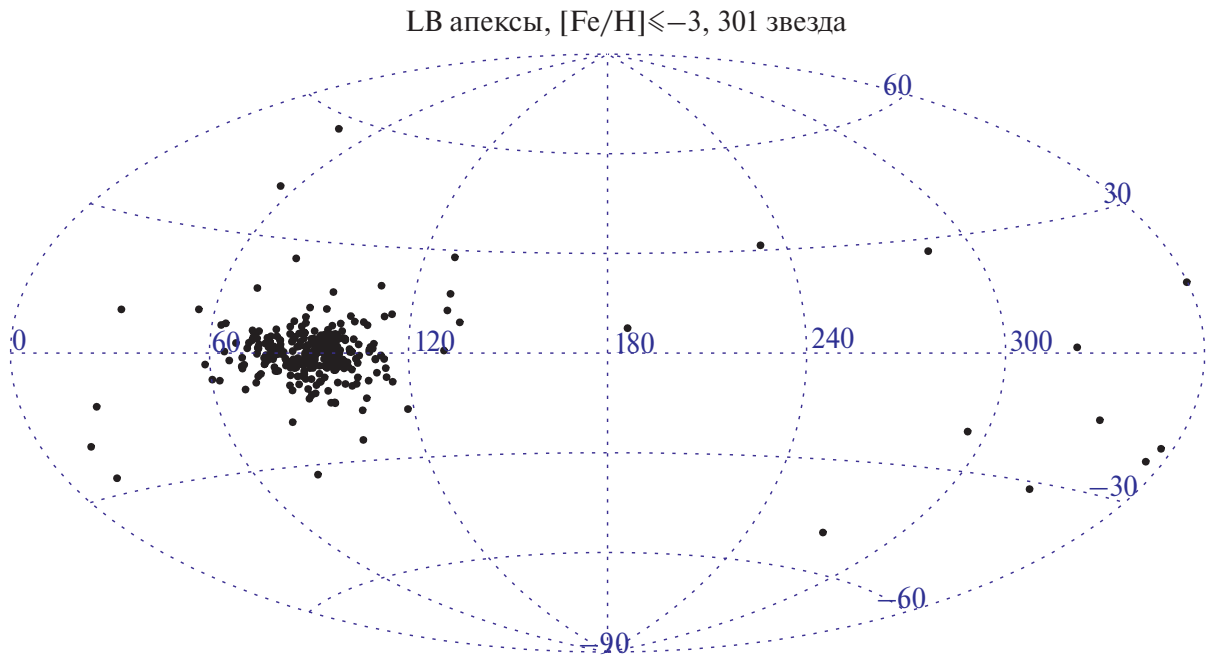


Рис. 5. Диаграмма апексов (L, B) относительно галактического Центра для низкометаллических звезд AG300.

ных, обусловленную взрывами их компонентов как сверхновых звезд.

Оценим потенциальную частоту распада самых тесных тройных систем. Примем, что рождение компонентов кратных звездных систем Галактики описывается выражением $dN = 0.2 d \lg \frac{a}{R_\odot} \text{год}^{-1}$ (5). Двойная система такой тройной звезды должна быть тесной, то есть, $d \lg \frac{a}{R_\odot} \approx 0.3$. Итоговая частота рождения таких систем в Галактике: ~ 0.06 в год. Третий компонент на неустойчивой орбите с $d \lg \frac{a}{R_\odot} \approx 0.3$ возникает также с частотой ~ 0.06 в год. Итоговая частота появления требуемых тройных систем, необходимых для ускорения ~ 0.004 в год. Эта оценка близка к эмпирической оценке частоты их проявления, приведенной выше. Следует признать, что пока остается неясным, учитывая остающиеся неопределенности всех выполненных выше оценок, достаточно ли полученного согласия для окончательных выводов. Важно, что распад предельно тесных тройных систем диска Галактики дает возможность понять как высокую металличность большей части околосолнечных быстрых звезд, практически совпавшую с металличностью звезд диска, так и концентрацию их апексов в направлении вращения диска Галактики.

Естественно, что часть быстрых звезд принадлежит межгалактическим звездам местного скопления

галактик, однако звезды с низкой металличностью среди быстрых звезд AG300 пока не обнаруживаются (рис. 3). Однако ясно, что распадаются при столкновениях, в первую очередь, галактики малых масс с пониженной металличностью [55]. Поэтому становится очевидным, что теперь необходимо дополнительное изучение химического состава быстрых звезд, которое существенно затрудняется их малой массой и светимостью. Важно только, что быстрые звезды с апексами, ориентированными в направлении вращения звезд диска Галактики, были рождены не более $\sim 2 \cdot 10^7$ лет назад, поэтому их возникновение не может быть отнесено к ранним, экзотическим стадиям эволюции Галактики.

В итоге обсуждения возможных вариантов генетики приходим к выводу, что предположение о генерации существенной части быстрых ($v \geq 500$ км/с) звезд в ходе взрывов сверхновых звезд в предельно тесных двойных системах и распада тесных тройных систем со спутниками малой ($M \lesssim M_\odot$) массы могут объяснить как солнечный химический состав быстрых звезд, так и концентрацию апексов движения большей их части в направлении движения Солнца вокруг центра Галактики. Быстрые звезды с равномерным распределением апексов по небесной сфере, около трети всех быстрых звезд AG300 [1], — вероятные продукты распада других галактик — членов местной группы и, возможно, тройных звезд гало Галактики.

4. ЗВЕЗДЫ AG300 С $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$

Звезды низкой $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$ металличности издавна привлекают к себе повышенное внимание в поисках первых звезд своих галактик. Их металличности ниже характерной металличности шаровых скоплений и звезд балджа Галактики [5]. Они, как правило, имеют высоко эксцентричные орбиты в Галактике, приближаясь в перицентрах на расстояние в несколько кпк к центру Галактики и удаляясь в апоцентрах на расстояние 10–40 кпк от него [56, 57]. Генетика звезд низкой металличности и свойства кинематики ансамбля ~ 8000 звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -1$ были изучены в работе [58]. В результате изучения кинематики этих звезд было выделено 179 динамически особых групп, 67 из которых имеют более 10 членов. Десять групп были ассоциированы с шаровыми скоплениями Галактики. Все это свидетельствует о том, что семейство звезд низкой металличности неоднородно и склонно к формированию звездных потоков, что естественно в силу того, что все молодые звезды образуются в звездных скоплениях разного вида.

Для анализа причин появления очевидного избытка звезд при $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$ (рис. 3) рассмотрим металличность различных популяций звезд нашей и других галактик. Известно, что современная средняя металличность галактики с возрастом порядка Хаббловского коррелирует с ее массой M_g (3) для галактик с массой $3 \lesssim \lg \frac{M_g}{M_\odot} \lesssim 8$. Это эмпирическое соотношение было ранее найдено в [9, 59], а для галактик с массой $9 \lesssim \lg \frac{M_g}{M_\odot} \lesssim 10.5$ в [12, 60]. Наблюдения показывают, что соотношение (3) обладает заметной дисперсией по металличности $\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]} \approx 0.3$, и оно справедливо только при $z = 0$. Поэтому (3) может служить только для оценки возможного вклада звезд спутников Галактики малой массы, поглощенных ею в прошлом. Рис. 3, в результате, демонстрирует, что звезды с $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -3$ не могут быть ассоциированы со спутниками Галактики малой массы, поглощенными ею в прошлом.

Примечательной особенностью рис. 3 является избыток звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$. При этом особенно заметен максимум при $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -4$, возможно, являющийся, как и пик при $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -2.5$, результатом округления. Ансамбль звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$ включает 301 звезду, что составляет $\sim 4 \cdot 10^4$ от полного числа звезд AG300 с известной металличностью. Моделирование динамической и химической эволюции Галактики показало, что продолжительность стадии

с $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -4$ составляет $\sim 10^8$ лет при скорости звездообразования $\sim 0.5 M_\odot/\text{год}$ [20]. За это время могло образоваться, согласно результатам моделирования, $\sim 5 \cdot 10^7 M_\odot$ звезд указанной металличности или $\sim 4 \cdot 10^{-4}$ от полной массы Галактики в пределах Солнечной орбиты (8 кпк). То есть, модельное относительное число звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -4$ порядка наблюдаемого на рис. 3. Однако, это совпадение формально, ибо модельная толщина диска Галактики на ранних стадиях его эволюции $\sim 10^4$ пк, а каталог AG300 ограничен звездами галактического диска в пределах ~ 300 пк. То есть, модельную относительную долю звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -4$ нужно уменьшить в ~ 30 раз, до 10^{-5} . Это делает необходимым искать другие причины для объяснения отмеченного избытка числа звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$.

Кинематика предельно низко металличных ($[\text{Fe}/\text{H}] < -3$) звезд каталога AG300 демонстрируется рис. 5. Рис. 5 показывает, что большинство из таких звезд имеют скорости по величине практически совпадающие со скоростью вращения звезд диска Галактики: ~ 230 км/с. Апексы большинства низкометаллических звезд показывают случайную ориентацию, что позволяет отнести их либо к звездам разрушенных спутников Галактики малой массы, либо к предельно ранним стадиям ($t \lesssim 10^7$ лет) ее формирования. Большинство ($n \sim 400$) низкометаллических звезд AG300, судя по их апексам, принадлежит диску и их появление должно быть отнесено к ранним стадиям его формирования. Дисковая структура звезд Галактики с $-2 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] < -1$ была отмечена [61]. Звезды с $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$, таким образом, являются частью этого диска (рис. 5), обостряя вопрос о природе этого диска.

Число звезд низкой металличности в каталоге AG300 — 301. Объем пространства в пределах сферы с радиусом ~ 100 пк, судя по N-Dist (рис. 1) достигается полнота $\sim 3 \cdot 10^6$ пк³, а объем диска Галактики $\sim 10^{11}$ пк³. Следовательно, нижняя оценка числа звезд диска Галактики с $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$ составляет $\sim 10^7$. Выше было отмечено, что число AG300 звезд низкой металличности со случайной ориентацией апексов на небесной сфере ~ 30 . Объем Галактики с радиусом ~ 15 кпк оставляет $\sim 10^{13}$ пк³. Следовательно, нижняя оценка числа звезд низкой металличности каталога AG300 в сферическом компоненте Галактики $\sim 10^8$. Отметим, что последняя оценка близка к числу звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$ на основе теоретической модели эволюции звездного состава Галактики [20]. Примечательной особенностью кинематики молодых звезд является большая толщина звездного диска

Галактики на ранних, $\sim 3 \cdot 10^8$ лет, стадиях его эволюции $\sim 10^4$ пк. Таким образом, можно заключить, что наблюдаемое число звезд низкой металличности сферического компонента в окрестностях Солнца с радиусом ~ 100 пк порядка предсказанного моделью [20] для сферического компонента, но причина большого числа таких звезд в диске Галактики (рис. 3) остается неясной.

Существующие текущие оценки наблюдаемого числа звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$ очень низки. Так, изучение химического состава БМО позволило отождествить только семь звезд с $-4 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -3$ [62]. Исследование химического состава ≈ 600000 звезд Галактики выявило присутствие только пяти звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$ [63]. Эта доля $\sim 10^{-5}$ заметно ниже оцененной нами для каталога AG300 (рис. 3) $\sim 3 \cdot 10^{-4}$. Обилие низкометаллических звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$ среди звезд гало Галактики ~ 0.01 согласно [64]. Для звезд столь малых металличностей характерны большие эксцентриситеты орбит в Галактике, как правило, большие ~ 0.8 . Примечательно, что доля звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$ среди звезд гало Галактики превосходит таковую для звезд шаровых скоплений [64], что, вероятно, отмечает поглощение нашей Галактикой галактик малой массы, обилие шаровых скоплений в которых, как показало специальное исследование, заметно понижено [65]. Детальное изучение галактик разных масс показало, что в галактиках с массой меньшей $\sim 10^7 M_\odot$ шаровые скопления, к сожалению, практически отсутствуют [66].

Другая возможность понять причину избытка звезд низкой металличности в каталоге AG300 и их концентрации к плоскости Галактики (рис. 3) состоит в поглощении Галактикой спутника малой массы и металличности. Будучи разрушенным, он превратился к настоящему моменту в околосолнечный звездный поток. Однако масса этого гипотетического спутника неправдоподобно мала, согласно (3) $\sim 30 M_\odot$. Кроме того, средняя плотность галактик увеличивается с массой согласно формуле $M \approx 0.2 R^2$ [35], поэтому спутники малой массы разрушаются, как правило, в плотных, центральных областях Галактики [55, 67, 68]. Появление потока звезд малой металличности около Солнца с апексом, совпадающим с апексом звезд диска, кажется маловероятным. Причина появления избытка звезд малой металличности в AG300 связана с нерепрезентативностью данных Gaia в отношении обилия металлов.

При поиске причин появления звезд низкой металличности в диске Галактики было рассмотрено несколько возможных сценариев. Часть их может

быть продуктами распада галактик малой массы [69, 70]. Их апексы на рис. 5 распределены на небесной сфере случайным образом. Но большинство звезд AG300 с $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$ имеют апексы, близкие к апексам звезд диска, что исключает поглощение маломассивных спутников в качестве единственного объяснения очевидного избытка. Не исключено, что, по крайней мере, часть имеющегося в Gaia избытка этих звезд может быть результатом повышенного внимания к поискам первых звезд Галактики [71]. Апексы звезд $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$ указывают на принадлежность большинства этих звезд к звездам диска Галактики.

На рис. 5 представлено распределение апексов 301 звезды низкой ($[\text{Fe}/\text{H}] < -3$) металличности AG300 на небесной сфере. Этот рисунок демонстрирует, что семейство низкометаллических звезд распадается на две популяции. Одна из них, ~ 30 звезд, имеет случайные направления векторов скоростей. Вероятно, большинство звезд этого семейства принадлежит действительно к первым звездам Галактики и галактикам малой массы, поглощенным нашей Галактикой в прошлом. Эти звезды по своему числу «укладываются» в продолжение функции $\lg n - [\text{Fe}/\text{H}]$ рис. 3. Однако, ясно, что большинство звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$ имеют апексы, совпадающие с апексами звезд диска Галактики. Важно, что и характерная величина скорости совпадает со скоростью вращения звезд диска, см. рис. 6. Это позволяет отнести большинство

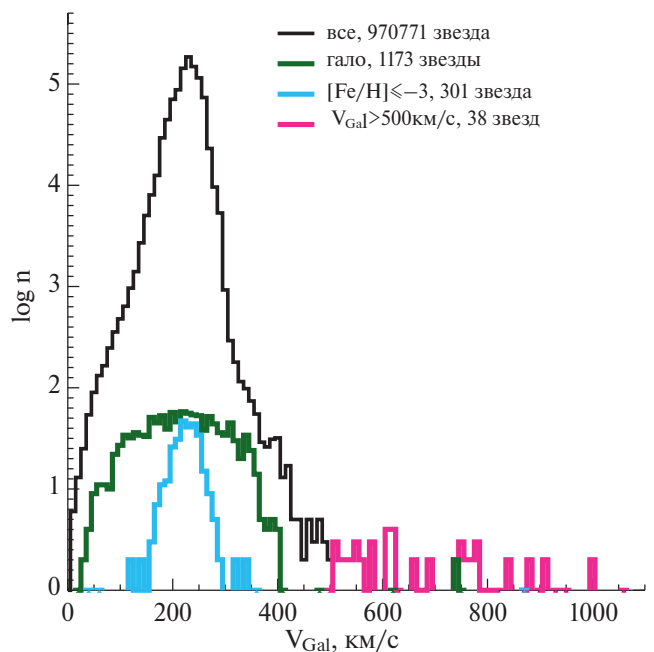


Рис. 6. Распределение пространственной скорости звезд AG300 различных населений Галактики.

звезд низкой металличности AG300 к диску Галактики, а их слишком низкие металличности этого каталога к ошибкам оценки ее по цвету звезд, принятой для большинства звезд Gaia. Стоит отметить избыток звезд на рис. 3 с $[\text{Fe}/\text{H}] < -2.5$. Явно выделен избыток звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] < -1.5$. Эти избытки являются следствием «округления» металличности, распространенной в данных Gaia.

В итоге обсуждения возможных причин наблюдаемого избытка звезд AG300 низкой $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$ металличности приходим к выводу, что большая их часть является результатом принятого в Gaia метода оценки металличности. Большинство звезд, как следует из описания каталога Gaia, «получило» свою металличность на основе цветовых характеристик этих звезд. Следует признать, что при малых металличностях звезд этот метод приводит, вероятно, к занижению $[\text{Fe}/\text{H}]$ звезд низкой металличности, что и объясняет избыток числа этих звезд в Gaia и повышение их числа с уменьшенным $[\text{Fe}/\text{H}]$. Последнее является следствием концентрации звезд к левой границе полосы главной последовательности.

На рис. 5 видно, что большинство звезд низкой металличности демонстрирует дисковую структуру. Этот диск совпадает по положению на диаграмме апексов с диском звезд солнечной металличности, что дало основание авторам [72] обсудить возможные причины его появления. Из приведенного выше обсуждения свойств этих звезд следует, что, прежде чем признать этот диск реально существующим, необходимо убедиться в надежности оценок металличности этих звезд.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем итоги. Большинство звезд нашего каталога, согласно их кинематике и обилию металлов, принадлежит звездному диску Галактики (рис. 3). Звезды короны ядра (гало) Галактики с высокими эксцентриситетами орбит и апексами, сконцентрированными в направлении центра и антицентра Галактики с $-3 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim 0$ (рис. 3) являются, в основном, продуктами разрушения в прошлом спутников Галактики малой массы в ее плотном ядре. Высокоскоростные звезды с $v > 500$ км/с представлены двумя семействами. Семейство с равномерным распределением апексов по небесной сфере с высоким обилием металлов ($[\text{Fe}/\text{H}] \approx 0$) — вероятные продукты ускорения в ядрах и дисках других маломассивных галактик. Более многочисленное семейство быстрых звезд с апексами, отражающими вращение звездного диска Галактики, могут быть продуктами взрыва массивных сверхновых звезд в пре-

дельно тесных двойных и результатом распада предельно тесных тройных звезд Галактического звездного диска [73]. Избыток звезд AG300 с $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$ является, в основном, результатом оценки $[\text{Fe}/\text{H}]$ на основании цветовых характеристик звезд, принятой в Gaia. Только около 7% звезд AG300 низкой металличности (~30 звезд) с равномерным распределением апексов по небесной сфере (рис. 5) могут быть либо первыми звездами нашей Галактики, либо продуктом распада в прошлом ее спутников малой массы.

БЛАГОДАРНОСТИ

В этой работе использовались данные миссии Gaia Европейского космического агентства (ESA) (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), обработанные Консорциумом обработки и анализа данных Gaia (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). Финансирование DPAC было предоставлено национальными учреждениями, в частности учреждениями, участвующими в Многостороннем соглашении Gaia. Веб-сайт миссии Gaia: <https://www.cosmos.esa.int/gaia>. Веб-сайт архива Gaia: <https://archives.esac.esa.int/gaia>. Авторы благодарят Ольгу Сильченко за обсуждение условий формирования балджа и гало нашей Галактики и Людмилу Машонкину за обсуждение проблемы оценки металличности звезд. Авторы благодарят рецензента за внимательное прочтение статьи и полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. В. Тутуков, Н. В. Чупина, С. В. Верецагин, Астрон. Журн. 100, 1286 (2023).
2. A. Mitrašinić, B. Vukotić, M. Micic, et al., Publications Astron. Soc. Australia 40, 54 (2023).
3. К. Аллен Астрономические величины (М: Мир, 1977).
4. D. Grether, G. H. Lineweaver, Astrophys. J. 640, 1051 (2006).
5. J. Binney, E. Vasiliev, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 520, 1832 (2023).
6. J. Binney, S. Tremaine Galactic Dynamics: Second Edition (USA: Princeton University Press, 2008).
7. M. R. Giovanazzi, C. H. Blake, Astron. J. 164, 164 (2022).
8. I. Banik, Ch. Pittordis, W. Sutherland, et al., astro-ph / 2311.03436 (2023).
9. E. Kirby, J. Cohen, ASPC 458, 329 (2012).
10. E. Kirby, K. Gilbert, I. Escala, et al., Astron. J. 159, 46 (2020).
11. A. Mason, R. Crain, R. Schiavon, et al., astro-ph/2311.00041 (2023).

12. *A. Gallazzi, A. Pasquali, S. Sibetti, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 502, 4457 (2021).
13. *N. Chartab, A. Newman, G. Rudil, et al.*, astro-ph/2310.12200 (2023).
14. *E. Spitoni, G. Cescutti, A. Recio-Blanco, et al.*, Astron. and Astrophys. 680, 85 (2023).
15. *B. Holwerda, M. Trenti, W. Clarkson*, Astrophys. J. 788, 77 (2014).
16. *P. Kroupa, C. Weidner, J. Pflamm-Allenburg*, Planets, Stars and Stellar Systems 5, 115 (2013).
17. *N. V. Kharchenko et al.*, J/A+A/558/A53/catalog (2013).
18. *G. da. Costa, M. Bessel, T. Nordlander et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 520, 917 (2023).
19. *F. Vincenzo, C. Kobayashi*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 496, 80 (2020).
20. *A. Tutukov, B. Shustov, D. Wiebe*, Astron. Rep. 44, 711 (2000).
21. *A. Rodriguez-Puebla, J. Primack, V. Avila-Reese et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 470, 651 (2017).
22. *G. Garcia- Bethencourt, Ch. Brook, R. Grand et al.*, astro-ph/2310.11300 (2023).
23. *S. Khoperskov, I. Minchev, M. Steinmetz et al.*, astro-ph/2310.05287 (2023).
24. *T. Donlon, H. Newberg, R. Sanderson et al.*, astro-ph/2310.09376 (2023).
25. *J. Binney, E. Vasiliev*, astro-ph/2306.11602 (2023).
26. *D. Horta, R. Schiavon, J. Mackereth et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 493, 3363 (2020).
27. *S. Larsen, P. Eitner, E. Magg et al.*, Astron. and Astrophys. 660, 88 (2022).
28. *C. Rodriguez, Z. Hafen, V. Grudic et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 521, 124 (2023).
29. *B. Kim, S. Lepine*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 510, 4308 (2022).
30. *G. Dremova, V. Dremov, A. Tutukov*, Astron. Rep. 58, 291(2014).
31. *A. Sharazi, P. Khalaj, H. Haghi*, astro-ph/2310.04492 (2023).
32. *D. Massari, H. Koppelman, A. Helmi*, Astron. and Astrophys. 630, 41(2019).
33. *N. Choksi, O. Gnedin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 488, 5409 (2019).
34. *S. White, M. Rees*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 183, 341 (1978).
35. *A. Tutukov*, Astron. Rep. 63, 79 (2019).
36. *Y. Jin, L. Zhu, S. Zibetti et al.*, astro-ph/2310.07201 (2023).
37. *F. Matteucci, V. Grisoni, E. Spitoni et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 487, 5363 (2019).
38. *C. Johnson, R. Rich, I. Simion et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 515, 1469 (2022).
39. *J. Lian, G. Zasowski, S. Hasselquist et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 500, 282 (2021).
40. *M. Joyce, C. Johnson, T. Marchetti et al.*, Astrophys. J. 946, 28 (2023).
41. *C. Jonson, R. Rich, M. Young et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 449, 2357 (2020).
42. *V. Belokurov, D. Erkal, N. Evans, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 478, 611 (2018).
43. *M. Schultheis, R. Rich, L. Origlia et al.*, Astron. and Astrophys. 627, A152 (2019).
44. *J. Lian, G. Zasowski, S. Hasselquist, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 500, 282 (2021).
45. *V. Korchagin, A. Litsenko, R. Trachenko et al.*, astro-ph/2310.10327.
46. *J. Sanders, D. Kawata, N. Matsunaga et al.*, astro-ph/2311.00035.
47. *A. Tutukov, E. Krugel*, Astron. and Astrophys. 299, 25 (1993).
48. *A. Blaauw*, BAN 15, 265 (1961).
49. *M. Schmidt*, Astrophys. J. 202,22 (1973).
50. *C. Allen, W. Schuster, A. Poveda*, Astron. and Astrophys. 244, 280 (1991).
51. *G. Dryomova, V. Dryomov, A. Tutukov*, Astron. Rep. 62, 971 (2018).
52. *I. Iben, A. Tutukov*, Astroph. J., Suppl. Ser. 54, 335 (1984).
53. *N. Faltova, M. Prisegen, K. Bernhard et al.*, Astron. and Astrophys. 674, 215 (2023).
54. *А. Масевич, А. Тутуков* Эволюция звезд: теория и наблюдения (М: Наука, 1988).
55. *А. Тутуков, С. Верецагин*, Усп. Физ. наук. 66, 859 (2023).
56. *F. Sestito, K., Venn, A. Arensen, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 518, 4557 (2023).
57. *G. Limberg, S. Rossi, T. Beers, et al.*, Astrophys. J. 907, 10 (2021).
58. *D. Shank, D. Komater, T. Beers, et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser. 261, 19 (2022).
59. *J. Kim, M. Jeon, H. Richstain et al.*, astro-ph/ 2310.11623 (2023).
60. *A. Font, K. Jonson, J. Bullok et al.*, Astrophys. J. 638, 585 (2006).
61. *S. Feltzing, D. Feuillet*, Astrophys. J. 953, 143 (2023).

62. *W. S. Oh, T. Nordlander, G. S. Da Costa, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 524, 577 (2023).
63. *G. Da Costa, M. Bessell, T. Nordlander, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 520, 917 (2023).
64. *B. Carney, J. Laird, D. Latham et al.*, Astrophys J., 112, 668 (1996).
65. *D. Zaritsky*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 513, 2609 (2022).
66. *G. Eadie, W. Harris, A. Springford*, Astrophys J. 928, 162 (2022).
67. *A. Tutukov, M. Sizova, S. Vereshchagin*, Astron. Rep. 64, 827 (2020).
68. *N. Martin, R. Ibata, E. Starkenburg et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 516, 533 (2022).
69. *G. Medina, C. Hansen, R. Munoz et al.*, astro-ph/2309.03271 (2023).
70. *D. Sotillo-Ramos, M. Bergemann, F. Friske et al.*, astro-ph/2307.14421 (2023).
71. *C. Prieto, D. Aguado, J. Hernandez et al.*, astro-ph/2306.06321 (2023).
72. *M. Rah, M. Yatman, A. Taani et al.* astro-ph/2402.07045 (2024).
73. *I. Iben, A. Tutukov*, Astrophys. J. 511, 324 (1999).

METALLICITY AND KINEMATICS OF THE CIRCUMSOLAR STELLAR POPULATION OF THE GALAXY

A. V. Tutukov^a, N. V. Chupina^a, S. V. Vereshchagin^{a,*}

^a*Institute of Astronomy of RAS, Moscow, Russia*

**E-mail: svvs@ya.ru*

The study of the kinematics and genetics of stellar populations in the Galaxy continued within a sphere with a radius of 300 parsecs based on the Gaia catalog (AG300). The main attention is paid to the chemical composition and genetics of stars in the corona of the core (halo) of the Galaxy with highly elliptical orbits and stars with hyperbolic orbits from the vicinity of the Sun. The possible role of various mechanisms of acceleration of the spatial motion of stars in the formation of the stellar corona (halo) of the Galaxy and stars with high hyperbolic ($v > 500$ km/s) velocities in the vicinity of the Sun is considered. Supernova explosions in close binaries and the disintegration of unstable close triple stars have been proposed as possible mechanisms for the acceleration of these stars. The abundance of iron in corona stars coincides with the abundance of iron in globular clusters, which is an argument in favor of their relationship. It is shown that about 7% of low metallicity stars ($[Fe/H] < 3$), judging by the position of their apexes, may belong to the “first” stars of the Galaxy, or they are products of the decay of low-mass satellites of the Galaxy.

Keywords: stellar streams, astrometry, solar neighborhood, Gaia DR3 catalog.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ПО ГРАДИЕНТОМЕТРИЧЕСКИМ ИЗМЕРЕНИЯМ В ЗЕМНОЙ ГЕОЦЕНТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ

© 2024 г. А. А. Ключиков^{1,*}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: kaa5774@yandex.ru

Поступила в редакцию 20.09.2023 г.

После доработки 07.02.2024 г.

Принята в печать 11.03.2024 г.

В статье представлены результаты определения параметров гравитационного поля Земли по градиентометрическим измерениям в геоцентрической земной системе координат. Вычисления выполнялись с использованием метода регуляризации, согласно которому к матрице нормальных уравнений добавляется матрица регуляризации, умноженная на параметр регуляризации. В результате вычислений для различных параметров регуляризации были получены поправки к гармоническим коэффициентам степени и порядка 200 и 201, представленные в статье в виде графиков. По полученным поправкам вычислены степенные дисперсии, представленные в табл. 1 и 2.

Ключевые слова: спутниковая градиентометрия, гравитационное поле Земли, земная система координат, тензор гравитационного потенциала, градиентометр.

DOI: 10.31857/S0004629924050072 EDN: JNWLTM

1. ВВЕДЕНИЕ

До 2000 г. параметры гравитационного поля Земли (ГПЗ) получали из математической обработки наблюдений космических аппаратов различного назначения. Дальнейшее повышение точности определения параметров ГПЗ связано с учетом временных вариаций параметров гравитационного поля, обусловленных, главным образом, геодинамическими процессами, происходящими внутри Земли.

Использование для этой цели наблюдений ИСЗ, выполненных с наземных пунктов, затруднено по следующим причинам:

- во-первых, при обработке информации низкоорбитальных спутников возникают сложности учета влияния атмосферного торможения при расчете их орбит;
- во-вторых, неравномерное распределение наземных пунктов наблюдения влияет на точность определения параметров гравитационного поля Земли;
- в-третьих, коэффициенты сферических гармоник быстро убывают с увеличением высоты полета спутника, что влияет на пространственное разрешение модели ГПЗ.

Поэтому актуальной стала задача получения высокостепенных моделей гравитационного поля Земли высокого пространственного разрешения и точности по наблюдениям из космоса.

Для решения этой задачи с конца 60-х годов XX столетия началась разработка новых типов наблюдений, чувствительных к иррегулярностям высокочастотной части спектра гравитационного поля Земли.

Традиционные методы определения гравитационного поля Земли основаны на наблюдениях движения в гравитационном поле полностью свободной тест-массы, в качестве которой выступает спутник.

Альтернативная идея состоит в том, чтобы наблюдать движение тест-массы не с пунктов земной системы координат, а в системе координат, которая сама находится в свободном падении. Это может быть реализовано следующим образом: внутри КА размещается одна тест-масса или группа тест-масс, которая наблюдается относительно свободно падающего центра масс КА.

В соответствии с этой идеей были разработаны две концепции наблюдений:

- межспутниковое слежение (Satellite-Satellite Tracking, SST);

- спутниковая гравитационная градиентометрия (Satellite Gravity Gradiometry, SGG).

В соответствии с первой концепцией параметры движения тест-масс получают в виде расстояний и скоростей, которые измеряются по линии между двумя (или более) спутниками. Концепция имеет два варианта: «высокий-низкий» и «низкий-низкий».

В соответствии со второй концепцией измеряются относительные ускорения тест-масс, находящихся на борту спутника на некотором расстоянии друг от друга. В результате получают компоненты тензора гравитационного потенциала.

Современные подходы изучения гравитационного поля Земли из космоса основаны на комбинации методов наблюдений, рассмотренных выше:

- SST в варианте «высокий-низкий» и SGG;
- SST в варианте «высокий-низкий»;
- SST в варианте «низкий-низкий».

В первом случае на низкоорбитальной платформе расположен градиентометр, а аппаратура межспутникового слежения наблюдает КА высокоорбитальной навигационной системы GPS (ГЛОНАСС).

В последнем случае конфигурация «низкий-низкий» предполагает, что низкоорбитальные КА, находящиеся на одной орбите на некотором расстоянии друг от друга и связанные между собой измерениями радиодальности с микронной точностью, наблюдают КА высокоорбитальной навигационной системы.

Практическая реализация данных концепций наблюдений была осуществлена в трех проектах: германский CHAMP; американо-германский GRACE; европейский GOCE. Это открыло новую эру в изучении гравитационного поля Земли и его временных вариаций.

Проект GOCE на сегодняшний день является единственным успешным проектом, в результате реализации которого на основе математической обработки градиентометрических измерений определены параметры гравитационного поля Земли с высоким пространственным разрешением (100 км) и высокой точностью (1 см — для высот геоида; 1 мГал — для аномалий силы тяжести).

2. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ ГРАВИТАЦИОННЫЙ ГРАДИЕНТОМЕТР

Определение параметров ГПЗ в проекте GOCE осуществляется на основе математической обработки измерений, выполненных электростатическим градиентометром, установленным на борту спутника.

Основное назначение гравитационного градиентометра — измерение компонентов тензора гравитационного градиента.

Основным элементом градиентометра является ансамбль из шести акселерометров, расположенных попарно в трех пространственных плоскостях на расстоянии 0.5 м друг от друга.

В каждом акселерометре имеется платиновородиевая пробная масса размером $4 \times 4 \times 1$ см и весом 320 г, положение которой относительно центра клетки активно контролируется посредством приложения электрического напряжения к 16 электродам, вмонтированным во внутренние стенки верхней пластины, нижней пластины и кольцевой пластины, которые составляют клетку. Клетку вокруг пробной массы сделана из инвара. Электроды представляют собой титановые стеклокерамические пластины. Размерная точность акселерометров порядка 1 мкм.

Принцип действия акселерометров основан на измерении сил, необходимых для поддержания пробной массы в центре клетки. Шесть степеней свободы управляемого электростатического подвеса обеспечивают контроль перемещения и вращения пробной массы.

На рис. 1 приведена схема емкостного акселерометра.

Любое движение пробной массы вызовет разность электрических потенциалов между C1 и C2. Эта разность обнаруживается, усиливается и корректируется. Коррекция осуществляется путем регулирования электрического потенциала электродов S до тех пор, пока разность потенциалов не будет сведена к нулю. Электростатические силы, приложенные в следящем контуре, обеспечивают измерение ускорения, пропорциональное инерционным силам, действующим на пробную массу. Контрольный вольтаж измеряет ускорение пробной массы относительно клетки [5].

3. СИСТЕМЫ КООРДИНАТ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В ПРОЕКТЕ GOCE

При математической обработке измерений, выполненных электростатическим градиентометром, установленным на борту спутника, используются следующие системы координат:

- инерциальная геоцентрическая система координат, в которой осуществляется определение орбиты спутника;

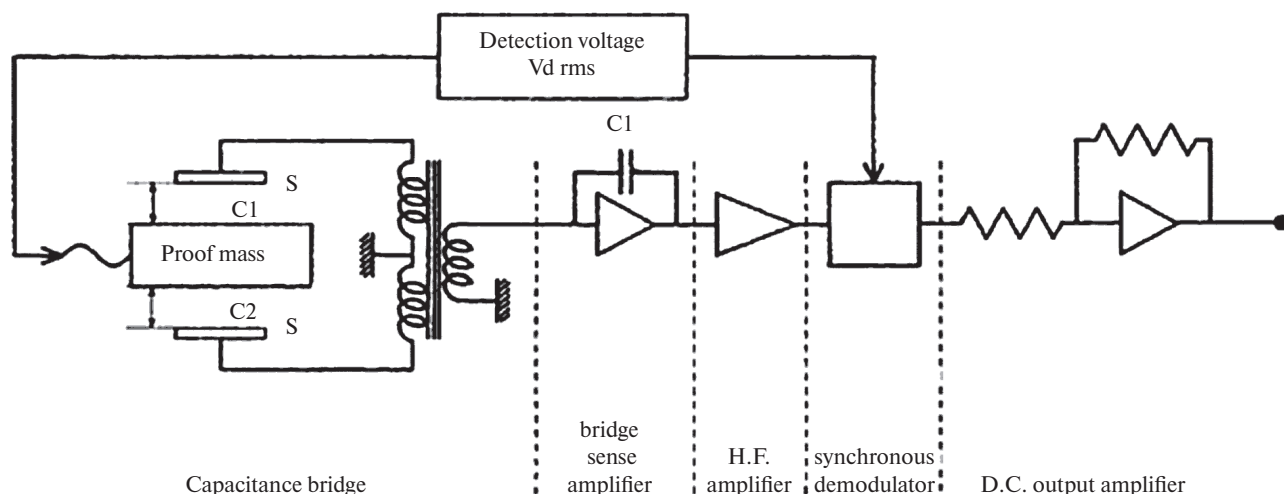


Рис. 1. Схема емкостного акселерометра.

- земная геоцентрическая система координат, с которой связаны определяемые параметры модели гравитационного поля;
- локальная североориентированная система координат, в которой вычисляются компоненты тензора геопотенциала;
- система координат градиентометра, в которой выполняются измерения.

3.1. Инерциальная система координат

Инерциальная система координат (IRF) — пространственно-фиксированная ортогональная правоориентированная система координат. Она определяется следующим образом [2]:

- начало расположено в центре масс Земли;
- ось X_{IRF} направлена по линии пересечения плоскости средней эклиптики и плоскости среднего экватора на эпоху J2000.0 (1 января 2000 г. 12h UTC) в точку весеннего равноденствия;
- ось Z_{IRF} ортогональна плоскости среднего экватора на эпоху J2000.0;
- ось Y_{IRF} дополняет систему до правой ортогональной триады.

3.2. Земная система координат

Земная система координат (EFRF) — ортогональная правоориентированная система координат, жестко связанная с Землей. Она определяется следующим образом [2]:

- начало расположено в центре масс Земли;
- ось X_{EFRF} направлена по линии пересечения плоскости среднего земного экватора на заданную эпоху и плоскости Гринвичского меридиана;
- ось Z_{EFRF} ортогональна плоскости среднего земного экватора на заданную эпоху;
- ось Y_{EFRF} дополняет систему до правой ортогональной триады.

Угол между осями X инерциальной и земной систем координат определяет истинное Гринвичское звездное время.

Ориентация основных систем координат относительно друг друга, используемых в проекте GOCE, показана на рис. 2.

3.3. Локальная североориентированная система координат

Локальная североориентированная система координат (LNOF), используемая в проекте GOCE [2], — правоориентированная система координат, которая определяется следующим образом (см. рис. 3):

- начало системы координат LNOF располагается в центре масс КА (P);
- ось Z_{LNOF} определяется как вектор, направленный из начала системы координат LNOF по радиус-вектору КА (U_p);
- ось Y_{LNOF} определяется как вектор, перпендикулярный плоскости геоцентрического

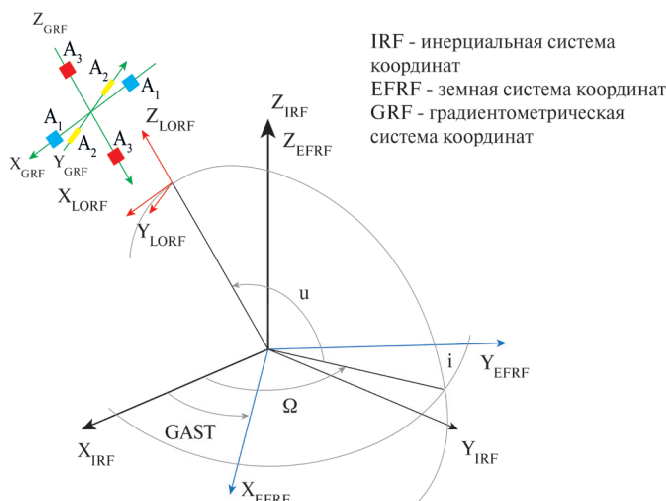


Рис. 2. Основные системы координат, используемые в проекте GOCE.

меридиана, проходящего через центр масс КА, и имеющий направление в точку Запада (West);

- ось X_{LNOF} определяется как вектор, перпендикулярный плоскости, образуемой векторами Y_{LNOF} и Z_{LNOF} , дополняющий систему координат до правой и имеющий направление в точку севера (North).

В этой системе координат вычисляются калиброванные гравитационные градиенты, которые доводятся до потребителей в виде продуктов EGG_TRF_2.

3.4. Система координат градиентометра

Система координат GRF — система координат, в которой выполняются измерения гравитационных градиентов в проекте GOCE. Эта система координат предназначена для описания взаимного положения и центрировки акселерометров и всего инструмента в целом относительно внешних референционных систем координат (см. рис. 2).

Начало системы координат GRF находится в точке пересечения начал трех одноосных градиентометров.

Оси X_{GRF} , Y_{GRF} , Z_{GRF} параллельны соответствующим осям систем координат трех одноосных градиентометров и направлены таким же образом (см. рис. 2).

Компоненты гравитационного тензора относятся к системе координат градиентометра (GRF), тогда как искомые параметры модели гравитаци-

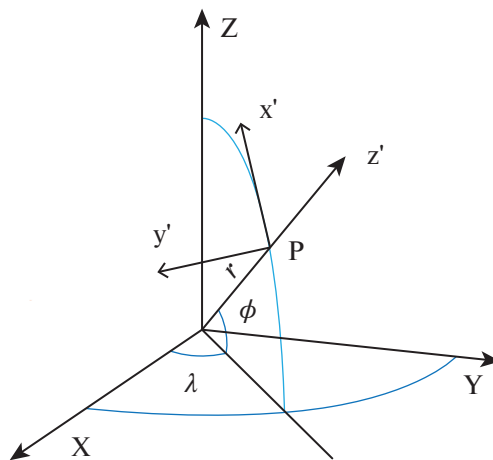


Рис. 3. Геоцентрическая прямоугольная, локальная североориентированная и сферическая системы координат.

онного поля Земли — к Земной системе координат (EFRF). Поэтому возникает задача преобразования одной системы координат в другую.

Для ее решения необходимо сначала выбрать рабочую систему координат, в которой будет выполняться математическая обработка измерительной информации. Это может быть Земная система координат или система координат градиентометра.

При реализации первого варианта потребуется выполнять преобразование измеренных градиентов из GRF в ECRF.

При этом прямое вращение тензора гравитационного градиента из системы координат GRF в ECRF приведет к тому, что проектирование менее точных компонентов гравитационного градиента (V_{xy} и V_{yz}) приведет к ошибкам в Земной системе координат [2].

В связи с этим целесообразно в качестве рабочей выбрать систему координат градиентометра (GRF). В этом случае вычисленные по модели гравитационного поля градиенты, которые могут считаться равноточными, необходимо будет преобразовывать в GRF.

В данной статье представлены результаты определения параметров гравитационного поля Земли, полученные из математической обработки градиентометрических измерений, выполненной в земной геоцентрической системе координат (Earth Fixed Reference Frame, EFRF) с использованием данных продукта EGG_TRF_2.

4. АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ПО ГРАДИЕНТОМЕТРИЧЕСКИМ ИЗМЕРЕНИЯМ

Уравнение поправок динамического метода космической геодезии для определения параметров гравитационного поля Земли по градиентометрическим измерениям в геоцентрической земной системе координат имеет вид [1]

$$\bar{\mathbf{v}} = \frac{\partial V'_{\text{EFRF}}}{\partial(\bar{\mathbf{C}}_{nm}, \bar{\mathbf{S}}_{nm})} \cdot \begin{pmatrix} \Delta \bar{\mathbf{C}}_{nm} \\ \Delta \bar{\mathbf{S}}_{nm} \end{pmatrix} - (\bar{V}'_{\text{EFRF}} - V'^0_{\text{EFRF}}), \quad (1)$$

где $\bar{\mathbf{v}}$ — вектор поправок к измеренным величинам; V'_{EFRF} — измеренные компоненты гравитационного тензора; V'^0_{EFRF} — вычисленные значения компонентов тензора гравитационного потенциала по значениям коэффициентов сферических гармоник $(\bar{\mathbf{C}}_{nm}, \bar{\mathbf{S}}_{nm})^0$ априорной модели гравитационного поля; $\frac{\partial V'_{\text{EFRF}}}{\partial(\bar{\mathbf{C}}_{nm}, \bar{\mathbf{S}}_{nm})}$ — частные производные от ком-

понентов тензора гравитационного потенциала по коэффициентам сферических гармоник $(\bar{\mathbf{C}}_{nm}, \bar{\mathbf{S}}_{nm})$; $l = (\bar{V}'_{\text{EFRF}} - V'^0_{\text{EFRF}})$ — свободный член уравнения поправок.

4.1. Вычисление первых и вторых производных от гравитационного потенциала по пространственным прямоугольным координатам

Гравитационный потенциал, представляемый в виде разложения в ряд по сферическим функциям, есть функция сферических координат, которые могут быть выражены через пространственные прямоугольные координаты.

Поэтому первые и вторые производные от гравитационного потенциала по пространственным прямоугольным координатам могут быть получены на основании следующих формул.

Первые производные от гравитационного потенциала по пространственным прямоугольным координатам:

$$\left. \begin{aligned} V_X &= \frac{\partial V}{\partial X} = \frac{\partial V}{\partial r} \cdot \frac{\partial r}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial \theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial \lambda} \cdot \frac{\partial \lambda}{\partial X} = V_r \cdot r_X + V_\theta \cdot \theta_X + V_\lambda \cdot \lambda_X; \\ V_Y &= \frac{\partial V}{\partial Y} = \frac{\partial V}{\partial r} \cdot \frac{\partial r}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial \theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial \lambda} \cdot \frac{\partial \lambda}{\partial Y} = V_r \cdot r_Y + V_\theta \cdot \theta_Y + V_\lambda \cdot \lambda_Y; \\ V_Z &= \frac{\partial V}{\partial Z} = \frac{\partial V}{\partial r} \cdot \frac{\partial r}{\partial Z} + \frac{\partial V}{\partial \theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial Z} + \frac{\partial V}{\partial \lambda} \cdot \frac{\partial \lambda}{\partial Z} = V_r \cdot r_Z + V_\theta \cdot \theta_Z + V_\lambda \cdot \lambda_Z. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Вторые производные от гравитационного потенциала по прямоугольным координатам земной геоцентрической системы координат EFRF вычисляют

путем прямого дифференцирования формул (2) по соответствующим координатам. В итоге получают следующие соотношения [2]:

$$\begin{aligned} V_{XX} &= V_{rr}r_{XX} + V_{\lambda\lambda}\lambda_{XX} + V_{\theta\theta}\theta_{XX} + V_{rr}r_X^2 + V_{\lambda\lambda}\lambda_X^2 + V_{\theta\theta}\theta_X^2 + 2 \cdot (V_{r\lambda}r_X\lambda_X + V_{r\theta}r_X\theta_X + V_{\lambda\theta}\lambda_X\theta_X), \\ V_{YY} &= V_{rr}r_{YY} + V_{\lambda\lambda}\lambda_{YY} + V_{\theta\theta}\theta_{YY} + V_{rr}r_Y^2 + V_{\lambda\lambda}\lambda_Y^2 + V_{\theta\theta}\theta_Y^2 + 2 \cdot (V_{r\lambda}r_Y\lambda_Y + V_{r\theta}r_Y\theta_Y + V_{\lambda\theta}\lambda_Y\theta_Y), \\ V_{ZZ} &= V_{rr}r_{ZZ} + V_{\lambda\lambda}\lambda_{ZZ} + V_{\theta\theta}\theta_{ZZ} + V_{rr}r_Z^2 + V_{\lambda\lambda}\lambda_Z^2 + V_{\theta\theta}\theta_Z^2 + 2 \cdot (V_{r\lambda}r_Z\lambda_Z + V_{r\theta}r_Z\theta_Z + V_{\lambda\theta}\lambda_Z\theta_Z), \\ V_{XY} &= V_{rr}r_{XY} + r_X \cdot (V_{rr}r_Y + V_{r\theta}\theta_Y + V_{r\lambda}\lambda_Y) + V_{\theta\theta}\theta_{XY} + \theta_X \cdot (V_{r\theta}r_Y + V_{\theta\theta}\theta_Y + V_{\theta\lambda}\lambda_Y) + V_{\lambda\lambda}\lambda_{XY} + \lambda_X \cdot (V_{r\lambda}r_Y + V_{\theta\lambda}\theta_Y + V_{\lambda\lambda}\lambda_Y) \\ V_{XZ} &= V_{rr}r_{XZ} + r_X \cdot (V_{rr}r_Z + V_{r\theta}\theta_Z + V_{r\lambda}\lambda_Z) + V_{\theta\theta}\theta_{XZ} + \theta_X \cdot (V_{r\theta}r_Z + V_{\theta\theta}\theta_Z + V_{\theta\lambda}\lambda_Z) + V_{\lambda\lambda}\lambda_{XZ} + \lambda_X \cdot (V_{r\lambda}r_Z + V_{\theta\lambda}\theta_Z + V_{\lambda\lambda}\lambda_Z) \\ V_{YZ} &= V_{rr}r_{YZ} + r_Y \cdot (V_{rr}r_Z + V_{r\theta}\theta_Z + V_{r\lambda}\lambda_Z) + V_{\theta\theta}\theta_{YZ} + \theta_Y \cdot (V_{r\theta}r_Z + V_{\theta\theta}\theta_Z + V_{\theta\lambda}\lambda_Z) + V_{\lambda\lambda}\lambda_{YZ} + \lambda_Y \cdot (V_{r\lambda}r_Z + V_{\theta\lambda}\theta_Z + V_{\lambda\lambda}\lambda_Z) \\ V_{YX} &= V_{XY} \\ V_{ZX} &= V_{XZ} \\ V_{ZY} &= V_{YZ} \end{aligned} \quad (3)$$

В формулах (3) содержатся первые и вторые производные от гравитационного потенциала по сферическим координатам, а также первые и вторые производные от сферических координат по пространственным прямоугольным координатам.

4.2. Вычисление первых и вторых производных от гравитационного потенциала по сферическим координатам

Формулы для вычисления первых и вторых производных от гравитационного потенциала по сферическим координатам получают путем прямого дифференцирования формулы (4), представляющей гравитационный потенциал в виде разложения в ряд по сферическим функциям

$$V(r, \phi, \lambda) = \frac{GM_e}{r} + \frac{GM_e}{r} \sum_{n=L_{\min}}^{L_{\max}} \left(\frac{a_e}{r} \right)^n \sum_{m=0}^n (\bar{C}_{nm} \cos m\lambda + \bar{S}_{nm} \sin m\lambda) \bar{P}_{nm}(\sin \phi), \quad (4)$$

где GM_e — геоцентрическая гравитационная постоянная; a_e — большая полуось общего земного эллипсоида; $\bar{P}_{nm}$ — полностью нормированные присоединенные функции Лежандра степени n и порядка m .

Первые производные гравитационного потенциала по сферическим координатам вычисляют по следующим формулам:

$$\left. \begin{aligned} V_r &= -\frac{GM_e}{r^2} - \frac{GM_e}{a_e^2} \sum_{n=L_{\min}}^{L_{\max}} (n+1) \left(\frac{a_e}{r} \right)^{n+2} \sum_{m=0}^n (\bar{C}_{nm} \cos m\lambda + \bar{S}_{nm} \sin m\lambda) \bar{P}_{nm}(\cos \theta) \\ V_\theta &= \frac{GM_e}{a_e} \cdot \sum_{n=L_{\min}}^{L_{\max}} \left(\frac{a_e}{r} \right)^{n+1} \cdot \sum_{m=0}^n (\bar{C}_{nm} \cdot \cos m\lambda + \bar{S}_{nm} \cdot \sin m\lambda) \cdot \frac{\partial \bar{P}_{nm}(\cos \theta)}{\partial \theta} \\ V_\lambda &= \frac{GM_e}{a_e} \cdot \sum_{n=L_{\min}}^{L_{\max}} \left(\frac{a_e}{r} \right)^{n+1} \cdot \sum_{m=0}^n m \cdot (-\bar{C}_{nm} \cdot \sin m\lambda + \bar{S}_{nm} \cdot \cos m\lambda) \cdot \bar{P}_{nm}(\cos \theta) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Вторые производные гравитационного потенциала по сферическим формулам вычисляют по следующим формулам:

$$\left. \begin{aligned} V_{rr} &= 2 \cdot \frac{GM_e}{r^3} + \frac{GM_e}{a_e^3} \cdot \sum_{n=L_{\min}}^{L_{\max}} (n+1) \cdot (n+2) \cdot \left(\frac{a_e}{r} \right)^{n+3} \cdot \sum_{m=0}^n (\bar{C}_{nm} \cdot \cos m\lambda + \bar{S}_{nm} \cdot \sin m\lambda) \cdot \bar{P}_{nm}(\cos \theta) \\ V_{r\theta} &= -\frac{GM_e}{a_e^2} \cdot \sum_{n=L_{\min}}^{L_{\max}} (n+1) \cdot \left(\frac{a_e}{r} \right)^{n+2} \cdot \sum_{m=0}^n (\bar{C}_{nm} \cdot \cos m\lambda + \bar{S}_{nm} \cdot \sin m\lambda) \cdot \frac{\partial \bar{P}_{nm}(\cos \theta)}{\partial \theta} \\ V_{r\lambda} &= -\frac{GM_e}{a_e^2} \cdot \sum_{n=L_{\min}}^{L_{\max}} (n+1) \cdot \left(\frac{a_e}{r} \right)^{n+2} \cdot \sum_{m=0}^n m \cdot (-\bar{C}_{nm} \cdot \sin m\lambda + \bar{S}_{nm} \cdot \cos m\lambda) \cdot \bar{P}_{nm}(\cos \theta) \\ V_{\theta\theta} &= \frac{GM_e}{a_e} \cdot \sum_{n=L_{\min}}^{L_{\max}} \left(\frac{a_e}{r} \right)^{n+1} \cdot \sum_{m=0}^n (\bar{C}_{nm} \cdot \cos m\lambda + \bar{S}_{nm} \cdot \sin m\lambda) \cdot \frac{\partial^2 \bar{P}_{nm}(\cos \theta)}{\partial \theta^2} \\ V_{\theta\lambda} &= \frac{GM_e}{a_e} \cdot \sum_{n=L_{\min}}^{L_{\max}} \left(\frac{a_e}{r} \right)^{n+1} \cdot \sum_{m=0}^n m \cdot (-\bar{C}_{nm} \cdot \sin m\lambda + \bar{S}_{nm} \cdot \cos m\lambda) \cdot \frac{\partial \bar{P}_{nm}(\cos \theta)}{\partial \theta} \\ V_{\lambda\lambda} &= \frac{GM_e}{a_e} \cdot \sum_{n=L_{\min}}^{L_{\max}} \left(\frac{a_e}{r} \right)^{n+1} \cdot \sum_{m=0}^n m^2 \cdot (-\bar{C}_{nm} \cdot \cos m\lambda - \bar{S}_{nm} \cdot \sin m\lambda) \cdot \bar{P}_{nm}(\cos \theta) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Сферические координаты выражаются через прямоугольные следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} r &= \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} \\ P &= \sqrt{X^2 + Y^2} \\ \theta &= \arctg\left(\frac{\sqrt{X^2 + Y^2}}{Z}\right) = \arctg\left(\frac{P}{Z}\right) \\ \lambda &= \arctg\left(\frac{Y}{X}\right) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Первые и вторые частные производные от сферических координат по пространственным прямоугольным координатам вычисляются на основании формул, приведенных в Приложении 1.

Частные производные от компонентов тензора гравитационного потенциала по гармоническим

коэффициентам $\bar{C}_{lm}$ и $\bar{S}_{lm}$ в системе координат ECRF на момент времени t_k могут быть получены путем прямого дифференцирования формул (5) и (6) по уточняемым гармоническим коэффициентам $\bar{C}_{lm}$ и $\bar{S}_{lm}$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial V_{XX}}{\partial C_{nm}} &= \frac{\partial V_r}{\partial C_{nm}} r_{XX} + \frac{\partial V_\lambda}{\partial C_{nm}} \lambda_{XX} + \frac{\partial V_\theta}{\partial C_{nm}} \theta_{XX} + \frac{\partial V_{rr}}{\partial C_{nm}} r_X^2 + \frac{\partial V_{\lambda\lambda}}{\partial C_{nm}} \lambda_X^2 + \frac{\partial V_{\theta\theta}}{\partial C_{nm}} \theta_X^2 + 2 \cdot \left(\frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial C_{nm}} r_X \lambda_X + \frac{\partial V_{r\theta}}{\partial C_{nm}} r_X \theta_X + \frac{\partial V_{\lambda\theta}}{\partial C_{nm}} \lambda_X \theta_X \right), \\
 \frac{\partial V_{YY}}{\partial C_{nm}} &= \frac{\partial V_r}{\partial C_{nm}} r_{YY} + \frac{\partial V_\lambda}{\partial C_{nm}} \lambda_{YY} + \frac{\partial V_\theta}{\partial C_{nm}} \theta_{YY} + \frac{\partial V_{rr}}{\partial C_{nm}} r_Y^2 + \frac{\partial V_{\lambda\lambda}}{\partial C_{nm}} \lambda_Y^2 + \frac{\partial V_{\theta\theta}}{\partial C_{nm}} \theta_Y^2 + 2 \cdot \left(\frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial C_{nm}} r_Y \lambda_Y + \frac{\partial V_{r\theta}}{\partial C_{nm}} r_Y \theta_Y + \frac{\partial V_{\lambda\theta}}{\partial C_{nm}} \lambda_Y \theta_Y \right), \\
 \frac{\partial V_{ZZ}}{\partial C_{nm}} &= \frac{\partial V_r}{\partial C_{nm}} r_{ZZ} + \frac{\partial V_\lambda}{\partial C_{nm}} \lambda_{ZZ} + \frac{\partial V_\theta}{\partial C_{nm}} \theta_{ZZ} + \frac{\partial V_{rr}}{\partial C_{nm}} r_Z^2 + \frac{\partial V_{\lambda\lambda}}{\partial C_{nm}} \lambda_Z^2 + \frac{\partial V_{\theta\theta}}{\partial C_{nm}} \theta_Z^2 + 2 \cdot \left(\frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial C_{nm}} r_Z \lambda_Z + \frac{\partial V_{r\theta}}{\partial C_{nm}} r_Z \theta_Z + \frac{\partial V_{\lambda\theta}}{\partial C_{nm}} \lambda_Z \theta_Z \right), \\
 \frac{\partial V_{XY}}{\partial C_{nm}} &= \frac{\partial V_r}{\partial C_{nm}} r_{XY} + r_X \cdot \left(\frac{\partial V_{rr}}{\partial C_{nm}} r_Y + \frac{\partial V_{r\theta}}{\partial C_{nm}} \theta_Y + \frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial C_{nm}} \lambda_Y \right) + \frac{\partial V_\theta}{\partial C_{nm}} \theta_{XY} + \theta_X \cdot \left(\frac{\partial V_{r\theta}}{\partial C_{nm}} r_Y + \frac{\partial V_{\theta\theta}}{\partial C_{nm}} \theta_Y + \frac{\partial V_{\theta\lambda}}{\partial C_{nm}} \lambda_Y \right) + \frac{\partial V_\lambda}{\partial C_{nm}} \lambda_{XY} + \lambda_X \cdot \left(\frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial C_{nm}} r_Y + \frac{\partial V_{\lambda\theta}}{\partial C_{nm}} \theta_Y + \frac{\partial V_{\lambda\lambda}}{\partial C_{nm}} \lambda_Y \right) \\
 \frac{\partial V_{XZ}}{\partial C_{nm}} &= \frac{\partial V_r}{\partial C_{nm}} r_{XZ} + r_X \cdot \left(\frac{\partial V_{rr}}{\partial C_{nm}} r_Z + \frac{\partial V_{r\theta}}{\partial C_{nm}} \theta_Z + \frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial C_{nm}} \lambda_Z \right) + \frac{\partial V_\theta}{\partial C_{nm}} \theta_{XZ} + \theta_X \cdot \left(\frac{\partial V_{r\theta}}{\partial C_{nm}} r_Z + \frac{\partial V_{\theta\theta}}{\partial C_{nm}} \theta_Z + \frac{\partial V_{\theta\lambda}}{\partial C_{nm}} \lambda_Z \right) + \frac{\partial V_\lambda}{\partial C_{nm}} \lambda_{XZ} + \lambda_X \cdot \left(\frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial C_{nm}} r_Z + \frac{\partial V_{\lambda\theta}}{\partial C_{nm}} \theta_Z + \frac{\partial V_{\lambda\lambda}}{\partial C_{nm}} \lambda_Z \right) \quad (8) \\
 \frac{\partial V_{YZ}}{\partial C_{nm}} &= \frac{\partial V_r}{\partial C_{nm}} r_{YZ} + r_Y \cdot \left(\frac{\partial V_{rr}}{\partial C_{nm}} r_Z + \frac{\partial V_{r\theta}}{\partial C_{nm}} \theta_Z + \frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial C_{nm}} \lambda_Z \right) + \frac{\partial V_\theta}{\partial C_{nm}} \theta_{YZ} + \theta_Y \cdot \left(\frac{\partial V_{r\theta}}{\partial C_{nm}} r_Z + \frac{\partial V_{\theta\theta}}{\partial C_{nm}} \theta_Z + \frac{\partial V_{\theta\lambda}}{\partial C_{nm}} \lambda_Z \right) + \frac{\partial V_\lambda}{\partial C_{nm}} \lambda_{YZ} + \lambda_Y \cdot \left(\frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial C_{nm}} r_Z + \frac{\partial V_{\lambda\theta}}{\partial C_{nm}} \theta_Z + \frac{\partial V_{\lambda\lambda}}{\partial C_{nm}} \lambda_Z \right) \\
 \frac{\partial V_{YX}}{\partial C_{nm}} &= \frac{\partial V_{XY}}{\partial C_{nm}} \\
 \frac{\partial V_{ZX}}{\partial C_{nm}} &= \frac{\partial V_{XZ}}{\partial C_{nm}} \\
 \frac{\partial V_{ZY}}{\partial C_{nm}} &= \frac{\partial V_{YZ}}{\partial C_{nm}}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial V_{XX}}{\partial S_{nm}} &= \frac{\partial V_r}{\partial S_{nm}} r_{XX} + \frac{\partial V_\lambda}{\partial S_{nm}} \lambda_{XX} + \frac{\partial V_\theta}{\partial S_{nm}} \theta_{XX} + \frac{\partial V_{rr}}{\partial S_{nm}} r_X^2 + \frac{\partial V_{\lambda\lambda}}{\partial S_{nm}} \lambda_X^2 + \frac{\partial V_{\theta\theta}}{\partial S_{nm}} \theta_X^2 + 2 \cdot \left(\frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial S_{nm}} r_X \lambda_X + \frac{\partial V_{r\theta}}{\partial S_{nm}} r_X \theta_X + \frac{\partial V_{\lambda\theta}}{\partial S_{nm}} \lambda_X \theta_X \right), \\
 \frac{\partial V_{YY}}{\partial S_{nm}} &= \frac{\partial V_r}{\partial S_{nm}} r_{YY} + \frac{\partial V_\lambda}{\partial S_{nm}} \lambda_{YY} + \frac{\partial V_\theta}{\partial S_{nm}} \theta_{YY} + \frac{\partial V_{rr}}{\partial S_{nm}} r_Y^2 + \frac{\partial V_{\lambda\lambda}}{\partial S_{nm}} \lambda_Y^2 + \frac{\partial V_{\theta\theta}}{\partial S_{nm}} \theta_Y^2 + 2 \cdot \left(\frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial S_{nm}} r_Y \lambda_Y + \frac{\partial V_{r\theta}}{\partial S_{nm}} r_Y \theta_Y + \frac{\partial V_{\lambda\theta}}{\partial S_{nm}} \lambda_Y \theta_Y \right), \\
 \frac{\partial V_{ZZ}}{\partial S_{nm}} &= \frac{\partial V_r}{\partial S_{nm}} r_{ZZ} + \frac{\partial V_\lambda}{\partial S_{nm}} \lambda_{ZZ} + \frac{\partial V_\theta}{\partial S_{nm}} \theta_{ZZ} + \frac{\partial V_{rr}}{\partial S_{nm}} r_Z^2 + \frac{\partial V_{\lambda\lambda}}{\partial S_{nm}} \lambda_Z^2 + \frac{\partial V_{\theta\theta}}{\partial S_{nm}} \theta_Z^2 + 2 \cdot \left(\frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial S_{nm}} r_Z \lambda_Z + \frac{\partial V_{r\theta}}{\partial S_{nm}} r_Z \theta_Z + \frac{\partial V_{\lambda\theta}}{\partial S_{nm}} \lambda_Z \theta_Z \right), \\
 \frac{\partial V_{XY}}{\partial S_{nm}} &= \frac{\partial V_r}{\partial S_{nm}} r_{XY} + r_X \cdot \left(\frac{\partial V_{rr}}{\partial S_{nm}} r_Y + \frac{\partial V_{r\theta}}{\partial S_{nm}} \theta_Y + \frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial S_{nm}} \lambda_Y \right) + \frac{\partial V_\theta}{\partial S_{nm}} \theta_{XY} + \theta_X \cdot \left(\frac{\partial V_{r\theta}}{\partial S_{nm}} r_Y + \frac{\partial V_{\theta\theta}}{\partial S_{nm}} \theta_Y + \frac{\partial V_{\theta\lambda}}{\partial S_{nm}} \lambda_Y \right) + \frac{\partial V_\lambda}{\partial S_{nm}} \lambda_{XY} + \lambda_X \cdot \left(\frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial S_{nm}} r_Y + \frac{\partial V_{\lambda\theta}}{\partial S_{nm}} \theta_Y + \frac{\partial V_{\lambda\lambda}}{\partial S_{nm}} \lambda_Y \right) \\
 \frac{\partial V_{XZ}}{\partial S_{nm}} &= \frac{\partial V_r}{\partial S_{nm}} r_{XZ} + r_X \cdot \left(\frac{\partial V_{rr}}{\partial S_{nm}} r_Z + \frac{\partial V_{r\theta}}{\partial S_{nm}} \theta_Z + \frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial S_{nm}} \lambda_Z \right) + \frac{\partial V_\theta}{\partial S_{nm}} \theta_{XZ} + \theta_X \cdot \left(\frac{\partial V_{r\theta}}{\partial S_{nm}} r_Z + \frac{\partial V_{\theta\theta}}{\partial S_{nm}} \theta_Z + \frac{\partial V_{\theta\lambda}}{\partial S_{nm}} \lambda_Z \right) + \frac{\partial V_\lambda}{\partial S_{nm}} \lambda_{XZ} + \lambda_X \cdot \left(\frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial S_{nm}} r_Z + \frac{\partial V_{\lambda\theta}}{\partial S_{nm}} \theta_Z + \frac{\partial V_{\lambda\lambda}}{\partial S_{nm}} \lambda_Z \right) \quad (9) \\
 \frac{\partial V_{YZ}}{\partial S_{nm}} &= \frac{\partial V_r}{\partial S_{nm}} r_{YZ} + r_Y \cdot \left(\frac{\partial V_{rr}}{\partial S_{nm}} r_Z + \frac{\partial V_{r\theta}}{\partial S_{nm}} \theta_Z + \frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial S_{nm}} \lambda_Z \right) + \frac{\partial V_\theta}{\partial S_{nm}} \theta_{YZ} + \theta_Y \cdot \left(\frac{\partial V_{r\theta}}{\partial S_{nm}} r_Z + \frac{\partial V_{\theta\theta}}{\partial S_{nm}} \theta_Z + \frac{\partial V_{\theta\lambda}}{\partial S_{nm}} \lambda_Z \right) + \frac{\partial V_\lambda}{\partial S_{nm}} \lambda_{YZ} + \lambda_Y \cdot \left(\frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial S_{nm}} r_Z + \frac{\partial V_{\lambda\theta}}{\partial S_{nm}} \theta_Z + \frac{\partial V_{\lambda\lambda}}{\partial S_{nm}} \lambda_Z \right) \\
 \frac{\partial V_{YX}}{\partial S_{nm}} &= \frac{\partial V_{XY}}{\partial S_{nm}} \\
 \frac{\partial V_{ZX}}{\partial S_{nm}} &= \frac{\partial V_{XZ}}{\partial S_{nm}} \\
 \frac{\partial V_{ZY}}{\partial S_{nm}} &= \frac{\partial V_{YZ}}{\partial S_{nm}}
 \end{aligned}$$

В формулах (8) и (9) частные производные от геопотенциала в сферической системе координат по уточняемым гармоническим коэффициентам $\bar{C}_{nm}$ и $\bar{S}_{nm}$ вычисляются по формулам (10)–(13) [3]

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial V_r}{\partial \bar{C}_{nm}} &= -\frac{GM_e}{a_e^2} \cdot (n+1) \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+2} (\cos m\lambda) \cdot \bar{P}_{nm}(\cos \theta) \\ \frac{\partial V_\theta}{\partial \bar{C}_{nm}} &= \frac{GM_e}{a_e} \cdot \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+1} (\cos m\lambda) \cdot \frac{\partial \bar{P}_{nm}(\cos \theta)}{\partial \theta} \\ \frac{\partial V_\lambda}{\partial \bar{C}_{nm}} &= \frac{GM_e}{a_e} \cdot \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+1} \cdot m \cdot (-\sin m\lambda) \cdot \bar{P}_{nm}(\cos \theta) \end{aligned} \right\}, \quad (10)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial V_r}{\partial \bar{S}_{nm}} &= -\frac{GM_e}{a_e^2} \cdot (n+1) \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+2} (\sin m\lambda) \cdot \bar{P}_{nm}(\cos \theta) \\ \frac{\partial V_\theta}{\partial \bar{S}_{nm}} &= \frac{GM_e}{a_e} \cdot \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+1} (\sin m\lambda) \cdot \frac{\partial \bar{P}_{nm}(\cos \theta)}{\partial \theta} \\ \frac{\partial V_\lambda}{\partial \bar{S}_{nm}} &= \frac{GM_e}{a_e} \cdot \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+1} \cdot m \cdot (\cos m\lambda) \cdot \bar{P}_{nm}(\cos \theta) \end{aligned} \right\}, \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial V_{rr}}{\partial \bar{C}_{nm}} &= \frac{GM_e}{a_e^3} \cdot (n+1) \cdot (n+2) \cdot \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+3} \cdot (\cos m\lambda) \cdot \bar{P}_{nm}(\cos \theta) \\ \frac{\partial V_{r\theta}}{\partial \bar{C}_{nm}} &= -\frac{GM_e}{a_e^2} \cdot (n+1) \cdot \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+2} \cdot (\cos m\lambda) \cdot \frac{\partial \bar{P}_{nm}(\cos \theta)}{\partial \theta} \\ \frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial \bar{C}_{nm}} &= \frac{GM_e}{a_e^2} \cdot (n+1) \cdot \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+2} \cdot m \cdot (\sin m\lambda) \cdot \bar{P}_{nm}(\cos \theta) \\ \frac{\partial V_{\theta\theta}}{\partial \bar{C}_{nm}} &= \frac{GM_e}{a_e} \cdot \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+1} \cdot (\cos m\lambda) \cdot \frac{\partial^2 \bar{P}_{nm}(\cos \theta)}{\partial \theta^2} \\ \frac{\partial V_{\theta\lambda}}{\partial \bar{C}_{nm}} &= \frac{GM_e}{a_e} \cdot \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+1} \cdot m \cdot (-\sin m\lambda) \cdot \frac{\partial \bar{P}_{nm}(\cos \theta)}{\partial \theta} \\ \frac{\partial V_{\lambda\lambda}}{\partial \bar{C}_{nm}} &= \frac{GM_e}{a_e} \cdot \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+1} \cdot m^2 \cdot (-\cos m\lambda) \cdot \bar{P}_{nm}(\cos \theta) \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial V_{rr}}{\partial \bar{S}_{nm}} &= \frac{GM_e}{a_e^3} \cdot (n+1) \cdot (n+2) \cdot \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+3} \cdot (\sin m\lambda) \cdot \bar{P}_{nm}(\cos \theta) \\ \frac{\partial V_{r\theta}}{\partial \bar{S}_{nm}} &= \frac{GM_e}{a_e^2} \cdot (n+1) \cdot \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+2} \cdot (\sin m\lambda) \cdot \frac{\partial \bar{P}_{nm}(\cos \theta)}{\partial \theta} \\ \frac{\partial V_{r\lambda}}{\partial \bar{S}_{nm}} &= \frac{GM_e}{a_e^2} \cdot (n+1) \cdot \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+2} \cdot m \cdot (-\cos m\lambda) \cdot \bar{P}_{nm}(\cos \theta) \\ \frac{\partial V_{\theta\theta}}{\partial \bar{S}_{nm}} &= \frac{GM_e}{a_e} \cdot \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+1} \cdot (\sin m\lambda) \cdot \frac{\partial^2 \bar{P}_{nm}(\cos \theta)}{\partial \theta^2} \\ \frac{\partial V_{\theta\lambda}}{\partial \bar{S}_{nm}} &= \frac{GM_e}{a_e} \cdot \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+1} \cdot m \cdot (-\sin m\lambda) \cdot \frac{\partial \bar{P}_{nm}(\cos \theta)}{\partial \theta} \\ \frac{\partial V_{\lambda\lambda}}{\partial \bar{S}_{nm}} &= \frac{GM_e}{a_e} \cdot \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+1} \cdot m^2 \cdot (\sin m\lambda) \cdot \bar{P}_{nm}(\cos \theta) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Таким образом, получены все необходимые формулы для вычисления элементов матрицы $\frac{\partial V_{\text{EFRF}}}{\partial (\bar{C}_{nm}, \bar{S}_{nm})}$.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ПО ГРАДИЕНТОМЕТРИЧЕСКИМ ИЗМЕРЕНИЯМ

Для выполнения экспериментальных вычислений использовались данные продукта EGG_TRF_2 на 30-суточном временном интервале 1 ноября 2009 г. – 30 ноября 2009 г.

Для получения данных продукта EGG_TRF_2 используются калиброванные градиенты гравитационного поля продукта EGG_NOM_2, а также кватернионы, содержащиеся в продукте EGG_IAQ_1b, для преобразования из системы координат GRF в инерциальную систему координат IRF, и параметры точной орбиты КА GOCE, полученные редуционно-динамическим методом и находящиеся в продукте SST_PSO_2.

Алгоритм получения данных продукта EGG_TRF_2 состоит в следующем:

- Вычисляются модельные компоненты V_{xy} и V_{yz} с использованием модели гравитационного поля, полученной QL-методом по информации проекта GOCE.
- Применяется высокочастотный фильтр для четырех точных компонентов тензора гравитационного потенциала продукта EGG_NOM_2 и двух модельных компонентов тензора гравитационного потенциала.
- Сигнал меньше нижней границы полосы измерений заменяется сигналом, полученным по априорной модели гравитационного поля.
- Тензор гравитационного потенциала вращается из GRF в LNOF.

Продукт EGG_TRF_2, полученный по вышеописанному алгоритму, содержит калиброванные градиенты гравитационного поля в системе координат LNOF. Вместе со значениями градиентов гравитационного поля приведены их оценки и флаги, помечающие данные для последующей отбраковки или данные, полученные интерполированием в случае наличия пропуска в данных. Приводится также эпоха в шкале времени GPS и геоцентрические координаты (широта, долгота и радиус-вектор спутника).

Первоначально в соответствии с правилами преобразования тензоров из одной системы координат в другую данные продукта EGG_TRF_2 преобразовывались из локальной североориентированной системы координат (LNOF) в земную систему

координат (EFRF) на основании следующего соотношения

$$V_{\text{EGRF}} = C_{\text{EGRF}}^{\text{LNOF}} \cdot V_{\text{LNOF}} \cdot (C_{\text{EGRF}}^{\text{LNOF}})^T. \quad (14)$$

В формуле (14) $C_{\text{EGRF}}^{\text{LNOF}}$ — матрица преобразования из североориентированной системы координат (LNOF) в земную систему координат (EGRF), которая имеет вид [2]

$$C_{\text{EGRF}}^{\text{LNOF}} = \begin{pmatrix} -\cos \lambda \cdot \sin \phi & \sin \lambda & \cos \lambda \cdot \cos \phi \\ -\sin \lambda \cdot \sin \phi & -\cos \lambda & \sin \lambda \cdot \cos \phi \\ \cos \phi & 0 & \sin \phi \end{pmatrix}, \quad (15)$$

где ϕ, λ — сферические координаты спутника.

Далее систему уравнений (1) преобразуют к системе нормальных уравнений и, решая ее по методу

наименьших квадратов, получают поправки $\begin{pmatrix} \Delta \bar{C}_{nm} \\ \Delta \bar{S}_{nm} \end{pmatrix}$ к предварительным значениям коэффициентов сферических гармоник $(\bar{C}_{nm}, \bar{S}_{nm})^0$

$$\begin{bmatrix} \Delta \bar{C}_{lm} \\ \Delta \bar{S}_{lm} \end{bmatrix} = (A^T P A + \alpha K)^{-1} \cdot (A^T P l), \quad (16)$$

где A — матрица коэффициентов условных уравнений поправок; α — параметр регуляризации; K — матрица регуляризации; P — весовая матрица измерений; l — вектор свободных членов уравнений поправок.

Оценка точности полученного решения выполняется по формуле

$$Q = \mu^2 \cdot (A^T P A + \alpha K)^{-1}, \quad (17)$$

$$\mu^2 = \frac{v^T P v}{n - u}, \quad (18)$$

где μ — средняя квадратическая ошибка единицы веса; v — вектор поправок в измеренные величины вычисляется в соответствии с формулой (1); n — число измерений; u — число определяемых параметров.

Определение параметров гравитационного поля Земли по градиентометрическим измерениям относится к классу обратных задач, которые по существу являются некорректными задачами. Поэтому при их решении используются методы регуляризации.

Кроме того, конфигурация орбиты проекта GOCE такова, что полярные области не охвачены

измерительной информацией. В этом случае необходимо добавить некоторую априорную информацию и при решении такой задачи использовать методы регуляризации.

Влияние регуляризации возрастает с увеличением степени сферической гармоники, так что коэффициенты сферической гармоник (или, точнее, поправки к коэффициентам), относящиеся к высшим степеням, постепенно приближаются к нулю.

При этом регуляризация играет двойную роль. С одной стороны, когда рассматриваемая обратная задача некорректна, необходимо использовать регуляризацию, чтобы обеспечить получение устойчивого решения задачи. С другой стороны, регуляризация играет роль фильтра нижних частот, который подавляет высокочастотные ошибки в модели из-за распространяющегося шума данных. В контексте математической обработки градиентометрических данных, основная цель регуляризации — подавить ошибки модели гравитационного поля Земли на самых высоких пространственных частотах [4].

В соответствии с этим алгоритмом была разработана программа: для реальных измерений. С помощью этой программы были выполнены экспериментальные вычисления.

Уточняемыми параметрами на 30-суточном временном интервале были коэффициенты сферических гармоник степени и порядка 200 и 201.

Число уточняемых параметров составляет 804 коэффициента.

Вычисления выполнялись с использованием и без использования метода регуляризации.

В качестве матрицы регуляризации используется диагональная матрица следующего вида

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{\sigma_{C_{20}}^2} & 0 & \dots & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sigma_{C_{21}}^2} & \dots & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & \frac{1}{\sigma_{C_{nm}}^2} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & \frac{1}{\sigma_{S_{21}}^2} & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & \dots & \frac{1}{\sigma_{S_{nm}}^2} \end{pmatrix}, \quad (19)$$

где $\sigma_{C_{nm}}, \sigma_{S_{nm}}$ — оценки уточняемых сферических гармоник.

Параметры регуляризации, которые использовались при выполнении экспериментальных вычислений по реальным данным, имеют следующие значения: $1.0 \cdot 10^{-20}$; $1.0 \cdot 10^{-22}$; $1.0 \cdot 10^{-24}$.

В ходе выполнения экспериментальных вычислений были получены поправки к предварительным значениям коэффициентов сферических гармоник степени и порядка 200 и 201, по которым были вычислены оценки вариаций степенных дисперсий в соответствии с формулой

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{\sum_{m=0}^n (\Delta C_{nm}^2 + \Delta S_{nm}^2)}{2n+1}}, \quad (20)$$

где $\Delta C_{nm}, \Delta S_{nm}$ — поправки к предварительным значениям коэффициентов сферических гармоник, полученные из решения.

Результаты экспериментальных вычислений для 30-суточного временного интервала приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1. Оценка степенной дисперсии без регуляризации.

Без регуляризации		
№ п/п	Временной интервал	29.779 суток
	Число измерений	2572892
1	Оценка степенной дисперсии $n = 200$	6.61×10^{-7}
2	Оценка степенной дисперсии $n = 201$	1.57×10^{-7}

Таблица 2. Оценка степенной дисперсии с использованием регуляризации

Регуляризация			
№ п/п	Временной интервал	29.779 суток	
	Число измерений	2572892	
	Параметр регуляризации α	Оценка степенной дисперсии $n = 200$	Оценка степенной дисперсии $n = 201$
1	$\text{Alreg} = 1. \times 10^{-203}$	1.91×10^{-9}	2.06×10^{-9}
2	$\text{Alreg} = 1. \times 10^{-22}$	1.02×10^{-10}	8.01×10^{-11}
3	$\text{Alreg} = 1. \times 10^{-24}$	1.08×10^{-12}	1.07×10^{-12}

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ результатов, представленных в табл. 1 и 2 показывает, что использование метода регуляризации и подбор оптимального параметра регуляризации позволяет получить поправки, соответствующие оценкам определяемых гармонических коэффициентов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. А. Клюйков, Астрон. журн. 99, № 8, 1–4 (2022).
2. А. А. Клюйков, Геодезия и картография, № 7, 2–8 (2021).
3. А. А. Клюйков, Геодезия и картография, № 11, 20–23 (2016).
4. P. Ditmar, J. Kusche, R. Klees, Journal of Geodesy 77, 465–477 (2003).
5. Gravity field and Steady-State Ocean Circulation Mission. ESA SP-1233(1)-The Four Candidate Earth ExplorerCore Mission/ 217 pp.

**DETERMINATION OF PARAMETERS GRAVITY FIELD EARTH
BY GRADIOMETRIC MEASUREMENTS
IN EARTH FIXED REFERENCE FRAME**

A. A. Klyukov^{a,*}

^aInstitute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

**E-mail: kaa5774@yandex.ru*

The article presents the results of determining the parameters of the Earth's gravitational field from gradiometric measurements in the geocentric terrestrial coordinate system. The calculations were performed using the regularization method, according to which a regularization matrix multiplied by the regularization parameter is added to the matrix of normal equations. As a result of calculations for various regularization parameters, corrections to harmonic coefficients of degree and order 200 and 201 were obtained, presented in the article in the form of graphs. Based on the corrections obtained, the power-law variances presented in Tables 1 and 2 are calculated.

Keywords: satellite gradiometry, Earth's gravitational field, Earth coordinate system, gravitational potential tensor, gradiometer.

Приложение 1

Частные производные от сферических координат по прямоугольным координатам

$$\begin{aligned}
r_X &= \frac{\partial r}{\partial X} = \frac{X}{r}; r_{XX} = \frac{\partial^2 r}{\partial X^2} = \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{X}{r} \right) = \frac{r - X \cdot \frac{\partial r}{\partial X}}{r^2} = \frac{r^2 - X^2}{r^3}; \\
r_{XY} &= \frac{\partial^2 r}{\partial X \partial Y} = \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{X}{r} \right) = \frac{\partial}{\partial Y} (X \cdot r^{-1}) = -\frac{X \cdot \frac{\partial r}{\partial Y}}{r^2} = -\frac{XY}{r^3}; \\
r_{XZ} &= \frac{\partial^2 r}{\partial X \partial Z} = \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{X}{r} \right) = \frac{\partial (X \cdot r^{-1})}{\partial Z} = -\frac{X \cdot \frac{\partial r}{\partial Z}}{r^2} = -\frac{XZ}{r^3}; \\
r_Y &= \frac{\partial r}{\partial Y} = \frac{Y}{r}; r_{YY} = \frac{\partial^2 r}{\partial Y^2} = \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{Y}{r} \right) = \frac{r - Y \cdot \frac{\partial r}{\partial Y}}{r^2} = \frac{r^2 - Y^2}{r^3}; \\
r_{YZ} &= \frac{\partial^2 r}{\partial Y \partial Z} = \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{Y}{r} \right) = \frac{\partial (Y \cdot r^{-1})}{\partial Z} = -\frac{Y \cdot \frac{\partial r}{\partial Z}}{r^2} = -\frac{YZ}{r^3}; \\
r_Z &= \frac{\partial r}{\partial Z} = \frac{Z}{r}; r_{ZZ} = \frac{\partial^2 r}{\partial Z^2} = \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{Z}{r} \right) = \frac{r - Z \cdot \frac{\partial r}{\partial Z}}{r^2} = \frac{r^2 - Z^2}{r^3}; \\
\theta_X &= \frac{\partial \theta}{\partial X} = \frac{\partial}{\partial X} \left[\arctg \left(\frac{\sqrt{X^2 + Y^2}}{Z} \right) \right] = \frac{Z^2}{X^2 + Y^2 + Z^2} \cdot \frac{X}{\sqrt{X^2 + Y^2}} \cdot \frac{1}{Z} = \frac{XZ}{r^2 P}; \\
\theta_{XX} &= \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} = \frac{\partial}{\partial X} \left[\frac{Z^2}{X^2 + Y^2 + Z^2} \cdot \frac{X}{\sqrt{X^2 + Y^2}} \cdot \frac{1}{Z} \right] = \frac{Z^2}{X^2 + Y^2 + Z^2} \cdot \frac{X}{\sqrt{X^2 + Y^2}} \cdot \frac{1}{Z} = \frac{XZ}{r^2 P}; \\
\theta_Y &= \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \left[\arctg \left(\frac{\sqrt{X^2 + Y^2}}{Z} \right) \right]' = \frac{Z^2}{X^2 + Y^2 + Z^2} \cdot \frac{Y}{\sqrt{X^2 + Y^2}} \cdot \frac{1}{Z} = \frac{YZ}{r^2 P}; \\
\theta_Z &= \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \left[\arctg \left(\frac{\sqrt{X^2 + Y^2}}{Z} \right) \right]' = -\frac{Z^2}{X^2 + Y^2 + Z^2} \cdot \frac{\sqrt{X^2 + Y^2}}{Z^2} = -\frac{\sqrt{X^2 + Y^2}}{X^2 + Y^2 + Z^2} = -\frac{P}{r^2}; \\
\lambda_X &= \frac{\partial \lambda}{\partial X} = -\frac{Y}{X^2 + Y^2} = -\frac{Y}{P^2}; \lambda_{XX} = \frac{\partial^2 \lambda}{\partial X^2} = \frac{\partial}{\partial X} \left(-\frac{Y}{P^2} \right) = -Y \cdot \frac{\partial (P^{-2})}{\partial X} = 2Y \cdot P^{-3} \cdot \frac{X}{P} = \frac{2XY}{P^4}; \\
\lambda_{XY} &= \frac{\partial^2 \lambda}{\partial X \partial Y} = \frac{\partial}{\partial Y} \left(-\frac{Y}{P^2} \right) = \frac{\partial (-Y \cdot P^{-2})}{\partial Y} = -P^{-2} + \frac{2Y}{P^3} \cdot \frac{\partial P}{\partial Y} = -\frac{1}{P^2} + \frac{2Y}{P^3} \cdot \frac{Y}{P} = \frac{2Y^2 - P^2}{P^4} = \frac{Y^2 - X^2}{P^4}; \\
\lambda_{XZ} &= \frac{\partial^2 \lambda}{\partial X \partial Z} = \frac{\partial}{\partial Z} \left(-\frac{Y}{P^2} \right) = 0; \\
\lambda_Y &= \frac{\partial \lambda}{\partial Y} = \frac{X}{X^2 + Y^2} = \frac{X}{P^2}; \lambda_{YY} = \frac{\partial^2 \lambda}{\partial Y^2} = \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{X}{P^2} \right) = X \cdot \frac{\partial (P^{-2})}{\partial Y} = -2X \cdot P^{-3} \cdot \frac{Y}{P} = -\frac{2XY}{P^4}; \\
\lambda_{YZ} &= \frac{\partial^2 \lambda}{\partial Y \partial Z} = \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{X}{P^2} \right) = 0; \\
\lambda_Z &= \frac{\partial \lambda}{\partial Z} = 0; \lambda_{ZZ} = \frac{\partial^2 \lambda}{\partial Z^2} = 0;
\end{aligned}$$