

СОДЕРЖАНИЕ

Том 99, номер 9, 2022

Галактики с аномально высоким содержанием газа в диске <i>А. В. Засов, Н. А. Зайцева</i>	707
Галактики и скопления галактик в наблюдениях и численных моделях <i>М. Демянский, А. Дорошкевич, Т. Ларченкова, С. Пилипенко</i>	719
Об уплотнении каталога ICRF и надежности его связи с каталогом Gaia <i>З. М. Малкин</i>	731
Космологические уравнения Фридмана в модифицированном энтропийном формализме Шармы–Миттала <i>А. В. Колесниченко, М. Я. Маров</i>	740
Моделирование тепловых поверхностных волн в протопланетном диске в двумерном приближении <i>Я. Н. Павлюченков, Л. А. Максимова, В. В. Акимкин</i>	755
Формирование двухкольцевых полициклических ароматических углеводородов при рекомбинации бензил и пропаргил радикалов в условиях околозвездных оболочек звезд асимптотической ветви гигантов <i>В. С. Красноухов, П. С. Пивоваров, М. В. Загидуллин, В. Н. Аязов, А. М. Мебель, А. Н. Морозов</i>	767
Российско-Кубинская астрономическая обсерватория. Первый свет и первые результаты работы обсерватории <i>С. А. Нароенков, И. С. Саванов, М. Е. Сачков, М. А. Наливкин</i>	784

ГАЛАКТИКИ С АНОМАЛЬНО ВЫСОКИМ СОДЕРЖАНИЕМ ГАЗА В ДИСКЕ

© 2022 г. А. В. Засов^{1, 2, *}, Н. А. Зайцева²

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Физический факультет, Москва, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 12.05.2022 г.

После доработки 16.06.2022 г.

Принята к публикации 21.06.2022 г.

Рассматривается содержание газа в галактиках с аномально высокой относительной массой водорода M_{HI}/M_* для данной массы звездного населения M_* (VHR-галактики), с использованием имеющихся выборок таких галактик. Показано, что внутри оптического диаметра D_{25} масса HI в VHR-галактиках, также, как и в галактиках с “нормальным” содержанием HI, ограничена значением, зависящим от удельного момента вращения диска. Внешние газовые диски за пределами D_{25} , содержащие в большинстве рассматриваемых галактик основное количество HI, являются гравитационно устойчивыми, и при этом, как правило, на большом интервале радиальных расстояний они сохраняют примерно постоянное значение параметра устойчивости Q_{gas} . По-видимому, внешние диски VHR-галактик не являются недавно приобретенными, а имеют большой возраст, причем гравитационная неустойчивость была главным регулятором звездообразования при их формировании. В этом случае протяженные диски галактик должны иметь звездную составляющую низкой яркости из старых звезд, простирающуюся далеко за пределами оптического диаметра D_{25} .

Ключевые слова: спиральные галактики, содержание газа в галактиках, кинематика галактик

DOI: 10.31857/S0004629922090122

1. ВВЕДЕНИЕ

Содержание газа в дисках галактик является ключевым фактором, определяющим текущую активность звездообразования и, следовательно, характер эволюции галактик. Основное количество газа в галактических дисках в современную эпоху принадлежит атомарному водороду HI, за исключением внутренних областей галактик, где часто преобладает молекулярный газ (см., напр., [1]).

Радиальное распределение плотности газа в галактических дисках, как и его масса, зависит от целого ряда внешних и внутренних факторов, и должно было меняться в процессе эволюции. Масса газа в диске уменьшается в результате звездообразования, а также в результате активности массивных звезд, приводящей к выбросу газа из диска. С другой стороны, аккреция газа на галактику, поглощение спутников, содержащих газ, а также падение на диск остывающего газа гало, в принципе, могут компенсировать потери газа в диске, поддерживая его содержание на опреде-

ленном уровне, где эти процессы примерно сбалансированы (т.н. “bathtub model”, см., напр., [2]). Очевидно, что перечисленные факторы играют разную роль в зависимости от массы галактики, ее структуры и кинематики, темпов звездообразования, а также от ее непосредственного окружения. Казалось бы, это должно было привести к большому разнообразию современных значений относительной массы газа и его радиального распределения в галактиках. Однако, как ни парадоксально, несмотря на многообразие условий, в которых происходит эволюция газового состава в разных галактиках, масса HI в них (по крайней мере, в галактиках с текущим звездообразованием) оказывается вполне предсказуемой величиной, поскольку коррелирует с такими их консервативными внутренними параметрами, как диаметр оптического диска (D_{25}), привязываемый к B -изофоте 25 зв. вел/кв.с, скорость вращения V_{rot} , или удельный угловой момент диска, пропорциональный $V_{\text{rot}}D_{25}$ (см. обсуждения вопроса в работе [3] и ссылки в ней). При этом ра-

диальное распределение поверхностной плотности HI (если исключить центральную область диска, где часто преобладает молекулярный газ) в большинстве галактик имеет сходный профиль, несмотря на различие галактик по размеру или массе, если пронормировать радиальную координату на оптический радиус или радиус газового диска R_{HI} [4, 5].

Относительная масса нейтрального водорода $\mu = M_{\text{HI}}/M_*$ в спиральных галактиках коррелирует также с массой звездного населения M_* , систематически уменьшаясь с ростом M_* (см., напр., [5–7]). Соотношение между μ и M_* наряду с зависимостью между M_{HI} и светимостью галактик принимается в качестве опорным для выделения галактик с аномально высоким содержанием газа. Ниже, для краткости, будем называть эти галактики VHR (very HI-rich) галактиками.

Выборки галактик, отличающихся аномально высокой массой HI, представлены в целом ряде работ. В работе [8] в рамках проекта Bluedisk на радиоинтерферометре WSRT была исследована выборка 25 массивных галактик ($\log M_*/M_\odot > 10$) с активным звездообразованием, которые обладают аномально высоким значением относительной массы газа μ для данной массы звездного населения. Было показано, что эти галактики имеют протяженные диски HI, содержащие, как правило, основную часть массы газа, диаметры которых D_{HI} (в пределах принятой пороговой плотности $1 M_\odot/\text{пк}^2$) в несколько раз превосходят оптические диаметры D_{25} . Наиболее протяженные диски HI достигают диаметра ≈ 100 кпк при $M_{\text{HI}} \approx 2 \times 10^{10} M_\odot$. Тем не менее VHR-галактики этой выборки лежат на продолжении зависимости $M_{\text{HI}} - D_{\text{HI}}$ для нормальных галактик. Заметим, что, по условиям отбора, выборка Bluedisk смещена в сторону объектов с интенсивным звездообразованием.

Ряд VHR-галактик высокой светимости ($M_K < 22$) был выделен и исследован авторами в работах [9], [10], [11]. Эти галактики были отобраны на основе Паркского слепого обзора в линии HI (HI eXtreme (NIX) galaxy survey). По принятому критерию отбора, масса M_{HI} в них по крайней мере в 2.5 раза превышает значение, ожидаемое из зависимости $M_{\text{HI}} - L_R$ (где L_R – светимость в R-полосе) для контрольной выборки. Зависимость $M_{\text{HI}} - D_{\text{HI}}$ для этих галактик была продолжена еще дальше, чем в [8] (до $M_{\text{HI}} \approx 10^{11} M_\odot$), хотя в области больших диаметров она характеризуется более высокой дисперсией значений. При этом оптические размеры галактик при сравне-

нии с контрольной выборкой оказались нормальными для их светимости. Последнее свидетельствует о том, что рассматриваемые здесь галактики с большой массой HI обладают нормальными звездными дисками.

В работе [7] авторы выделили 34 VHR-галактики (выборка HIghMass) с небольшим красным смещением из радиообзора неба в линии HI на радиотелескопе Arecibo (обзор ALFALFA). Выбранные галактики обладают большой массой HI ($M_{\text{HI}} > 10^{10} M_\odot$) и аномально высоким значением μ для данной массы звездного населения. Были исследованы оптические свойства этих галактик и показано, что в большинстве случаев они характеризуются активным звездообразованием в звездном диске.

Еще одна выборка VHR-галактик исследовалась в работе [12]. В ней по данным обзора GASS [6] была выделена популяция сравнительно близких галактик с $0.025 < z < 0.05$, обладающих одновременно высокой массой водорода ($\log M_{\text{HI}}/M_\odot > 10$) и высокой массой звездного населения, $\log M_*/M_\odot > 10.5$, но при этом отличающихся низким удельным темпом звездообразования $s\text{SFE} = \text{SFR}/M_*$. Полученные карты распределения HI согласуются с выводом о том, что низкое значение sSFE для выбранных галактик обусловлено низкой поверхностной плотностью их протяженных газовых дисков, где (из-за низкой плотности газа) нет активного звездообразования, в то время как во внутренних областях дисков звездообразование в них, по-видимому, происходит так же, как и для обычных спиральных галактик.

В ряде работ рассматривались различные варианты, которые потенциально могли бы объяснить аномально высокое содержание газа в дисках массивных галактик, сосредоточенного, как правило, далеко за пределами их оптического радиуса: слияние с галактиками, богатыми газом (малый мерджинг), аккреция газа на диск из газовых филаментов, падение газа из гало в результате его остывания, низкие темпы расходования газа на звездообразование из-за его низкой плотности, связанной с большим удельным угловым моментом газового диска (см. обсуждение вопроса в [8, 10–14]). В работе [10] авторы использовали усредненное по диску значение параметра устойчивости для галактик из обзора NIX и пришли к выводу, что большая масса газа в диске связана с высоким удельным угловым моментом газового слоя, который обеспечивает его гравитационную устойчивость.

Остается открытым вопрос, приобретен ли внешний газовый диск уже после формирования звездной составляющей галактики, или он возник вместе с галактикой из газа с очень высо-

ким угловым моментом и сохранился до настоящего времени благодаря низкой эффективности звездообразования. По-видимому, в разных галактиках возможны разные варианты развития событий.

Заметим, что избыточное количество газа в VHR-галактиках касается только атомарного водорода. Масса молекулярного газа в них, там, где он был обнаружен, оказалась в несколько раз меньше массы HI [15, 16]. Как и в обычных спиральных галактиках, этот газ сосредоточен во внутренней области оптического диска.

В настоящей работе мы анализируем особенности содержания газа в VHR-галактиках как в пределах оптических границ звездных дисков (раздел 2), так и в протяженных внешних газовых дисках этих галактик (раздел 3), а также связь поверхностной плотности газа с условием гравитационной устойчивости диска. Раздел 4 включает обсуждение и обобщающие выводы.

Параметры, зависящие от принятого расстояния, приведены к шкале расстояния, соответствующей параметру $H_0 = 75$ км/с/Мпк.

2. МАССА HI В ПРЕДЕЛАХ ОПТИЧЕСКОГО РАДИУСА

Рассмотрим подробнее, что ограничивает массу газа, содержащуюся в дисках галактик. Упомянутые во Введении зависимости между массой газа и динамическими характеристиками галактик могут быть объяснены, по крайней мере, на качественном уровне, если считать, что азимутально усредненные значения поверхностной плотности газа в диске в звездообразующих галактиках связаны с угловым моментом вращающегося газового слоя и плотностью звездно-газового диска на данном расстоянии R от центра, поскольку от этих параметров зависит условие выполнения гравитационной устойчивости диска на килопарсековых масштабах (см. обсуждение вопроса, например, в работах [3, 10, 17–19]). Анализ локальной гравитационной неустойчивости неоднородно вращающегося тонкого гравитирующего диска, впервые проведенный в работе [20] для протопланетного кеплеровского диска, в применении к бесстолкновительному (звездному) диску [21] и к газовому диску [22], приводит (при некоторых упрощающих предположениях) к примерному соотношению, которое должно выполняться для радиальных возмущений при маргинальной устойчивости диска:

$$\Sigma_{\text{gas}}^c = \frac{c_g \kappa}{Q_{\text{gas}}^c \pi G}, \quad (1)$$

где c_g — одномерная дисперсия турбулентных скоростей газа, $\kappa(R) \approx \sqrt{2}V/R$ — эпициклическая

частота в предположении “плоской” кривой вращения, а Q_{gas}^c — параметр Тоомре для маргинально устойчивого газового диска¹. Его значение равно единице для радиальных возмущений тонкого диска, и, как показывают теоретические и модельные оценки, достигает 1.4–2 (в зависимости от расстояния от центра) при учете нерадиальных возмущений (см., напр., [3, 23] и ссылки в этих работах).

При переходе от плотности атомарного газа к полной плотности газа необходимо принять во внимание, что часть массы относится к элементам тяжелее водорода, что увеличивает оценку массы газа примерно на 35%, а часть газа находится в форме молекулярного водорода, учесть который значительно сложнее. Немногочисленные имеющиеся оценки содержания H_2 в VHR-галактиках приводят к значениям $M_{\text{H}_2}/M_{\text{HI}}$ от нескольких процентов до $\sim 30\%$ [15, 16, 24]. Как и в случае нормальных спиральных галактик поздних типов, где масса молекулярного газа, как правило, сопоставима с массой HI, в VHR-галактиках молекулярный газ также сосредоточен преимущественно во внутренних областях. С учетом молекулярного водорода и тяжелых элементов примем, что внутри оптического диска галактик коэффициент $\eta = M_{\text{HI}}/M_{\text{gas}} \approx 0.5$, т.е. на долю HI приходится половина холодного газа. Для протяженных внешних HI-дисков это значение можно рассматривать как нижний предел (верхний предел, соответствующий отсутствию молекулярного газа, примерно равен 0.7).

Наблюдения показывают, что дисперсия турбулентных скоростей газа в галактических дисках различной массы слабо меняется от галактики к галактике. Она не зависит явным образом от содержания газа в диске, и остается постоянной или медленно уменьшается с расстоянием от центра галактики, составляя во внешних областях звездных дисков $c_g \approx 10$ км/с (см. обсуждение в работах [1, 25, 26]).

Поскольку скорость вращения газа на большей части диска, как правило, слабо меняется с расстоянием от центра, то, как было показано в предыдущих работах, при плотности газа, равной (или пропорциональной) критической плотности, определяемой уравнением (1), масса газа в пределах фиксированного (например, оптического) радиуса должна быть пропорциональна произведению скорости вращения на значение этого радиуса (см. [3] и ссылки в ней на более ранние источники). Этот вывод хорошо согласуется с наблюдениями галактик поздних морфологических типов (для галактик Местного Объема это

¹ Для бесстолкновительного (звездного) диска вместо числа π должно стоять 3.36, но это различие несущественно.

Таблица 1. Выборка VHR-галактик

PGC	Другое обозначение	D , Мпк	$\log M_{\text{HI}}^{\text{full}}, M_{\odot}$	$\log M_{\text{HI}}(R_{25}), M_{\odot}$	$\log M_{\text{HI}}/M_{*}$	R_{HI}/R_{25}
624	ESO111-G014	103.8	10.6	9.86	0.093	2.2
2887	ESO243-G0021	118.5	10.7	9.72	-0.014	3.4
3089	NGC 289	21.7	10.5	9.3	-0.049	7.0
7298	ESO245-G010	76.7	10.5	9.89	-0.075	2.2
11691	ESO417-G018	63.3	10.4	9.92	0.14	2.3
14631	ESO055-G013	98.5	10.3	8.92	0.25	5.0
21343	ESO208-G026	39.8	9.9	8.64	0.09	4.4
35288	ESO378-G003	40.3	10.3	9.06	0.2	4.6
42463	ESO381-G005	75.9	10.4	9.24	0.21	3.3
63796	ESO461-G010	89.5	10.3	9.11	0.4	1.4
66678	ESO075-G006	141.4	10.9	9.72	0.29	4.4
70281	ESO290-G035	78.5	10.5	9.45	-0.11	1.6
33645	UGC 6168	107.6	10.35	9.95	-0.02	2.1
42836	UGC 7899	115.9	10.42	10.18	-0.07	1.8
50455	UGC 9037	79.2	10.33	9.88	0.24	2.6
71078	UGC 12506	96.5	10.53	10.05	0.07	2.5

Примечание. D – принятое расстояние до галактики; $\log M_{\text{HI}}^{\text{full}}$ – полная масса HI в галактике согласно [7, 9]; $\log M_{\text{HI}}(R_{25})$ – масса HI внутри оптического радиуса $D_{25}/2$; $\log M_{\text{HI}}/M_{*}$ – отношение полной массы HI к звездной согласно [7, 9]; R_{HI}/R_{25} – отношение радиуса HI к оптическому радиусу.

было продемонстрировано в [27]). В более общем случае, с учетом того, что плотность газа может быть ниже критического значения, верхний предел массы HI составит

$$M_{\text{HI}}(D_{25}) \leq \int_0^{D_{25}/2} 2\pi\eta R\Sigma_g(R)dR = \sqrt{2}\pi\eta \frac{c_g}{Q_{\text{gas}}^c G} V_{\text{rot}} D_{25}, \quad (2)$$

где коэффициент $\eta = M_{\text{HI}}/M_{\text{gas}}$ учитывает вклад гелия и молекулярного водорода в общую массу газа (см. выше). Приняв $c_g \leq 10$ км/с, а параметр Тоомре $Q_{\text{gas}}^c \geq 1$, для массы HI получаем соотношение:

$$\log M_{\text{HI}}(D_{25}) \leq 6.21 + \log(V_{\text{rot}} D_{25}), \quad (3)$$

где скорость V_{rot} выражена в км/с, диаметр D_{25} – в кпк, M_{HI} – в массах Солнца.

Для сопоставления с данными наблюдений мы выбрали VHR-галактики, для которых в литературе имеются данные по распределению поверхностных плотностей нейтрального водорода и скоростям вращения (по ширине линии HI или по кривой вращения), а также оценки интегральной звездной величины в фильтре K [28]. Основные параметры галактик представлены в табл. 1.

На рис. 1 масса HI в оптических дисках галактик сопоставляется с произведением $V_{\text{rot}} D_{25}$, характеризующим удельный момент вращения, для VHR-галактик (по работам [7, 10, 15, 24]) и “нормальных” галактик выборки THINGS [1]. Массы M_{HI} сравниваемых выборок относятся к области $R_{25} = D_{25}/2$.

Как видно из рис. 1, ожидаемое значение верхнего предела массы HI, полученное из условия гравитационной устойчивости газового слоя в пределах оптического радиуса, действительно ограничивает распределение точек на диаграмме, лишь немногие из которых находятся выше прямой линии, соответствующей уравнению (3). При этом VHR-галактики (красные символы) не выделяются на диаграмме среди нормальных галактик более высокими значениями массы газа. Почти все галактики располагаются ниже линии, что говорит об устойчивости их газовых дисков: параметр Q_{gas} для них лежит в пределах 1–5 в предположении его постоянства вдоль радиуса. Заметим, что это относится лишь к текущему состоянию галактик. Характерное время исчерпания газа составляет несколько миллиардов лет, поэтому в прошлом диски могли содержать в несколько раз больше газа и находиться в области критических значений для массы газа.

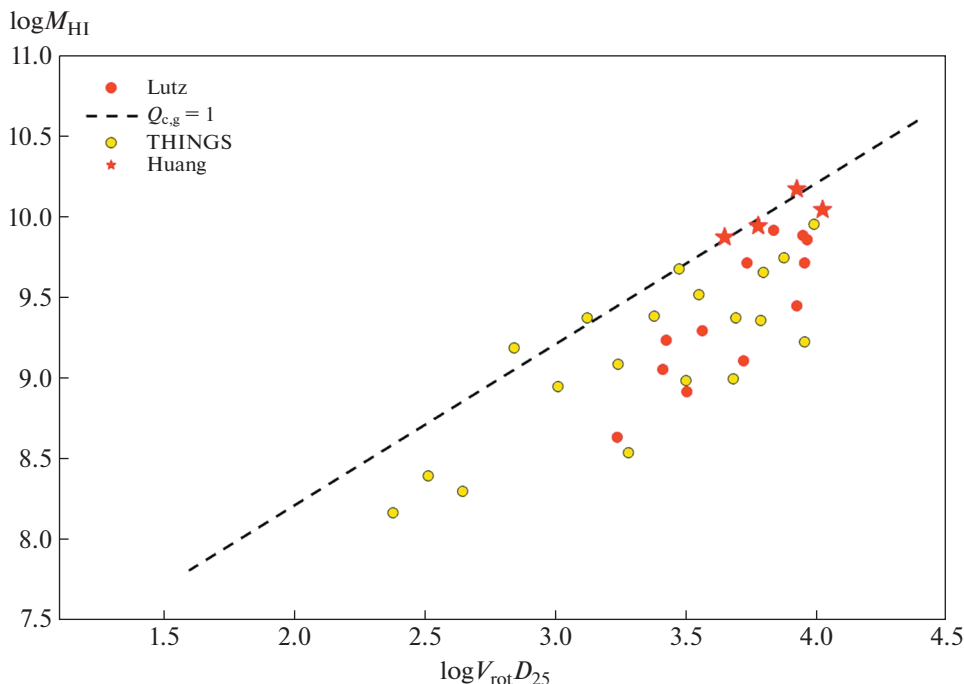


Рис. 1. Связь между массой водорода M_{HI} внутри оптического диаметра D_{25} и произведением $V_{\text{rot}}D_{25}$, которое характеризует удельный момент вращения диска, для VHR-галактик (красные символы) и галактик выборки сравнения THINGS (желтые символы). Красные кружки – галактики из обзоров [9–11], красные звездочки – галактики из выборки Хуанга и др. [7], рассмотренные в работах [15, 24]. Штриховая линия отражает ожидаемое соотношение для маргинально устойчивых дисков согласно (2).

Во всех рассматриваемых здесь галактиках наблюдается активное звездообразование. Поэтому те из них, которые расположены на диаграмме вблизи верхней границы для массы газа, можно рассматривать как кандидаты в галактики, где высокое содержание газа поддерживается (или поддерживалось) аккрецией. Чтобы галактика оставалась вблизи верхней границы HI, скорость приобретения газа должна быть не меньше, чем расход газа на звездообразование (несколько масс Солнца в год). Из числа рассматриваемых VHR-галактик это относится в первую очередь к галактикам выборки HIghMassSample (отмечены красными звездочками на диаграмме), для которых темпы звездообразования оценивались в работе [7].

Соотношение (3) позволяет перейти к зависимости относительной массы HI от массы звездного населения $\mu - M_*$, которая важна для отбора VHR-галактик. Для этого воспользуемся существованием тесной корреляции между удельным угловым моментом и ИК-светимостью (а значит, и массой M_*) звездного населения галактик (см. рис. 2). Линия регрессии $Y(X)$ имеет вид:

$$\log L_K = 1.39 \log(V_{\text{rot}} D_{25}) + 5.60. \quad (4)$$

Комбинируя это выражение с приведенной выше зависимостью (3), получаем:

$$\log(M_{\text{HI}}(D_{25})/L_K) \leq 2.18 - 0.28 \log L_K. \quad (5)$$

На рис. 3 приведена диаграмма $\log \frac{M_{\text{HI}}(D_{25})}{M_*}$

$\log M_*$ внутри D_{25} для “нормальных” галактик выборки THINGS (желтые кружки) и VHR-галактик (красные кружки), где для перехода от L_K к M_* принималось (вслед за [1]) отношение $M_*/L_K = 0.5$ для звездного населения галактик с нормальным содержанием тяжелых элементов (см. также [30]). Для сравнения, черными точками показано положение изолированных галактик поздних типов (выборка AMIGA). Как следует из диаграммы, предположение о том, что поверхностная плотность газа пропорциональна критической плотности по Тоомре, согласуется с уменьшением массы газа в галактиках вдоль последовательности их звездных масс, а верхний предел массы газа в галактиках рассматриваемых типов согласуется с ожидаемым для маргинально устойчивого газового слоя.

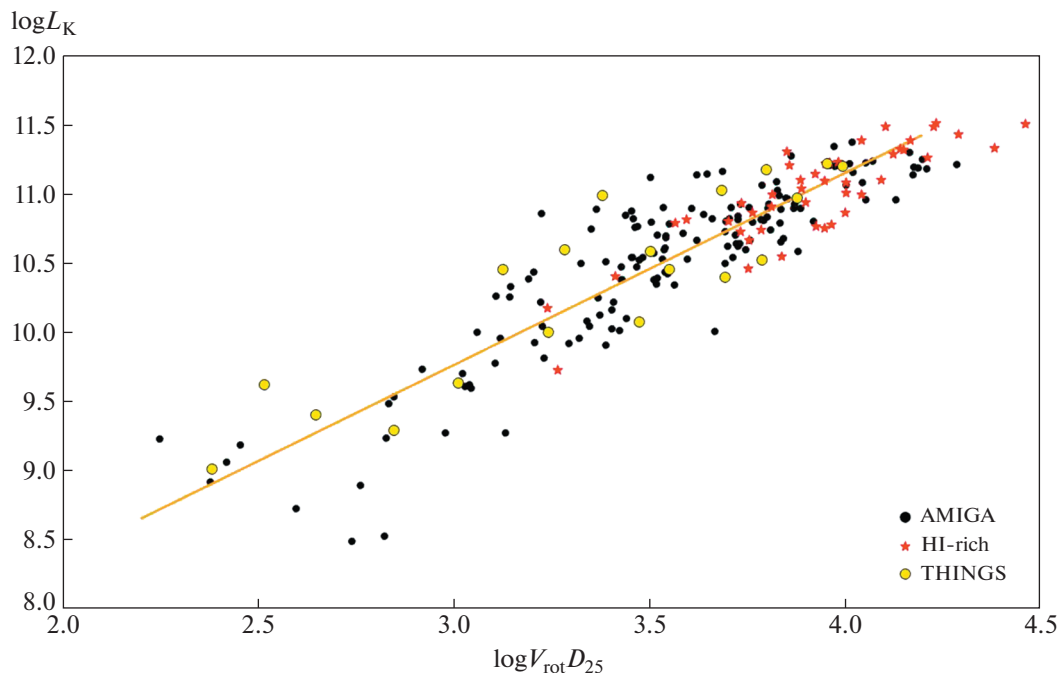


Рис. 2. Связь между светимостью L_K в фильтре K и удельным моментом вращения $V_{\text{rot}} D_{25}$. Черные точки – изолированные галактики из выборки AMIGA [29], красные точки – выборка VHR-галактик из данной работы, желтые круги – выборка сравнения THINGS [1]. Желтая прямая является регрессионной для изолированных галактик.

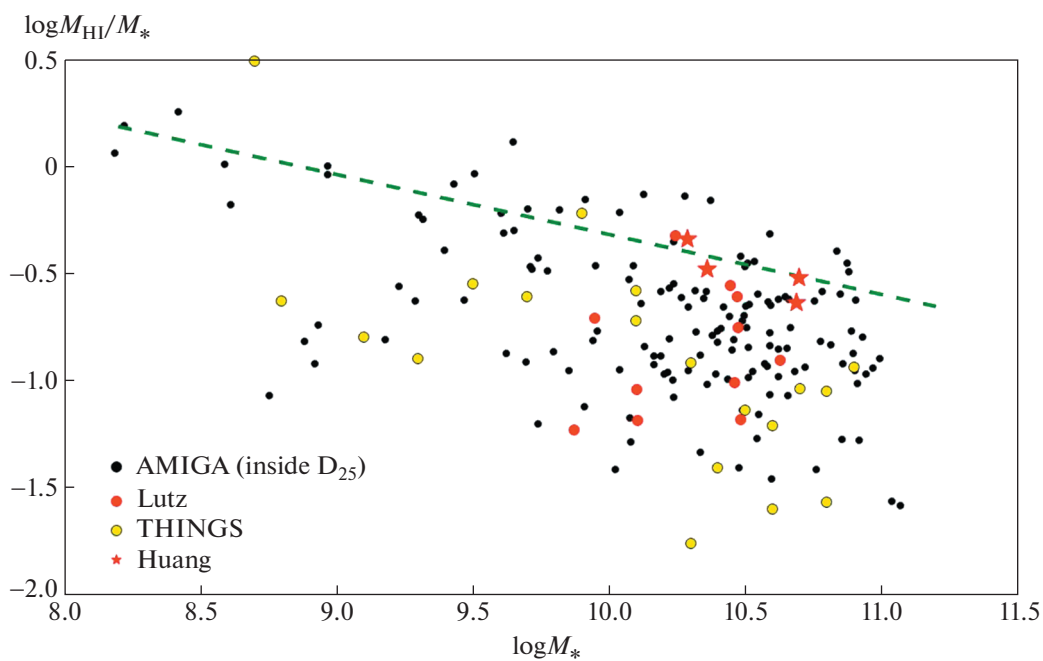


Рис. 3. Связь между отношением заключенной внутри оптического радиуса массы HI к звездной массе и массой звезд. Черные точки – изолированные галактики из выборки AMIGA [29], красные кружки – выборка VHR-галактик из данной работы, желтые кружки – выборка сравнения THINGS [1]. Зеленая штриховая линия соответствует соотношению между параметрами для маргинально устойчивого диска.

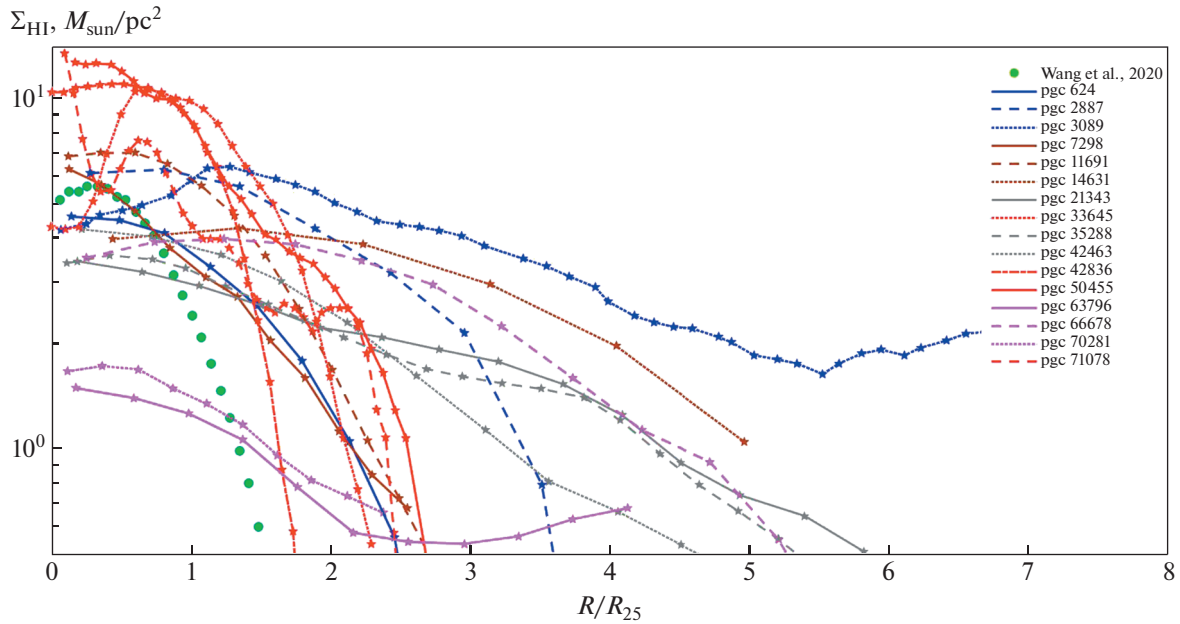


Рис. 4. Профили поверхностной плотности HI для рассматриваемых VHR-галактик в сравнении с усредненным профилем для близких галактик поздних морфологических типов из работы [5] (зеленые кружки) для принятого значения $R_{HI}/R_{25} = 1.35$. Расстояние от центра выражено в единицах оптического радиуса R_{25} .

3. ВНЕШНИЕ ГАЗОВЫЕ ДИСКИ VHR-ГАЛАКТИК

Рассмотрим внешние газовые диски VHR-галактик подробнее. Плотность газа $\Sigma_{HI}(R)$ в них медленно спадает с расстоянием от центра, так что HI часто прослеживается до расстояний, многократно превышающих оптический радиус R_{25} (см. табл. 1). При этом, если радиальное распределение плотности газа в пределах R_{25} в большинстве галактик имеет сходный характер, то содержание газа за пределами этого радиуса отличается очень большим разнообразием. При отсутствии аккреции или внешнего воздействия на газовый компонент галактики плотность газа может сохраняться примерно на том же уровне миллиарды лет как следствие низкой эффективности звездообразования в очень разреженной среде на большом расстоянии от центра галактики. Поэтому внешние газовые диски могут быть как сравнительно молодыми, так и образовавшимися вместе с галактикой.

У части VHR-галактик наблюдается слабое оптическое продолжение диска низкой яркости далеко за пределы R_{25} в видимой и UV-областях спектра, хотя HI прослеживается еще дальше от центра. Этот внешний оптический диск может быть бесструктурен, но в некоторых случаях в нем наблюдаются протяженные слабоконтрастные спирали до расстояния $(1.5-3)R_{25}$ от центра (при-

меры: PGC 66678, PGC 42463, PGC 35288, PGC 7298, PGC 2887).

На рис. 4 приведены радиальные профили поверхностной плотности $\Sigma_{HI}(R)$ для галактик обзора NIX [10] и для четырех галактик из выборки HighMassSample по работам [15, 24] (PGC 50455, PGC 42836, PGC 33645 и PGC 71078). Радиальная координата нормирована на оптический радиус R_{25} . Для сравнения с “нормальными” галактиками, темными кружками показан радиальный профиль плотности HI, усредненный по большому числу близких галактик поздних типов в работе [5] и пересчитанный к координате R/R_{25} с использованием среднего значения $R_{HI}/R_{25} = 1.35$ для выборки близких спиральных галактик, диски которых наблюдаются почти “плашмя” [31].

Как видно из рис. 4, плотность Σ_{HI} падает с удалением от центра VHR-галактик медленнее, чем для обычных спиралей. Тем не менее в пределах оптического диска ($R/R_{25} = 1$) в большинстве случаев она лежит в интервале $(4-10) M_{\odot}/\text{пк}^2$, что типично для спиральных галактик. Две галактики — PGC 70281 и PGC 63796 — выделяются наиболее низкими плотностями газа в области $R/R_{25} \leq 1$. Но эти галактики ориентированы к нам “с ребра”, поэтому их масса газа, по-видимому, недооценена из-за низкой прозрачности внешних газовых дисков в линии HI вдоль луча зрения при наличии диска большой протяженности. В базе данных HyperLeda [32] поправка за самопо-

глощение для галактик, видимых “с ребра”, принималась равной (в зв. величинах) $\delta M_{\text{HI}} = -0.82$ [33], что соответствует примерно двукратному ослаблению потока (в работе [3] для ослабления HI получено немного более низкое значение). Однако, при наличии протяженных водородных дисков, содержащих основную массу газа, самопоглощение в линии HI при ориентации диска “с ребра” должно быть значительно выше, чем у обычных спиралей.

Заметим, что среди рассматриваемых галактик есть еще одна, ориентированная практически “с ребра” – PGC 71078 (=UGC 12056), но она, тем не менее, демонстрирует сравнительно высокую плотность газа. Однако это единственная из рассматриваемых галактик, где плотность HI быстро падает еще в пределах оптического диска, так что в ее внешнем газовом диске содержится сравнительно небольшая масса HI.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Как отмечалось ранее в [10] (на примере галактик выборки NIX), галактики с аномально высоким содержанием HI не выделяются заметным образом по морфологии, по темпам звездообразования или по поверхностной яркости (плотности) звездного диска от “нормальных” галактик со сходной массой диска. Аналогичный вывод был сделан и для VHR-галактик выборки Bluedisk [8]: средняя поверхностная яркость галактик в пределах оптического диаметра, как и темп звездообразования в расчете на единицу площади звездного диска, имеют сходные интервалы значений в VHR-галактиках и в галактиках контрольной выборки. Эффективность звездообразования (темп звездообразования на единицу массы газа HI + H₂) в пределах оптических дисков в обычных спиральных галактиках и в VHR-галактиках также ведет себя сходным образом, уменьшаясь к периферии оптических дисков (HIghMass sample [7]). Металличность газа в VHR-галактиках, там, где ее удалось непосредственно измерить, также оказалась обычной для спиральных галактик, если сравнивать области дисков с аналогичными значениями колонковых плотностей звездного населения и HI [11]. Это делает интенсивную аккрецию газа в пределах оптического диска маловероятной, хотя могут быть исключения для некоторых галактик, где масса HI аномально высока в пределах оптического радиуса (см. комментарии к рис. 1 в тексте).

Настоящая работа также показывает, что в пределах оптического радиуса VHR-галактики, за отдельными исключениями, это системы, не выделяющиеся ни по оптическим характеристикам, ни по относительному содержанию газа от обычных спиральных галактик. Основная особенность

большинства VHR-галактик – наличие протяженных массивных газовых дисков².

Высокое содержание газа в VHR-галактиках делает их внешние области похожими на диски гигантских спиральных галактик низкой яркости (GLSB-галактик), которые также обладают поверхностной плотностью HI порядка нескольких десятых долей $M_{\odot}/\text{пк}^2$ и слабым звездообразованием. Локальные значения дисперсии скоростей HI в протяженных газовых дисках этих галактик также близки к 10 км/с, хотя они сопоставимы со спектральным разрешением радионаблюдений, что не позволяет получить более точную оценку [35]. Между протяженными газовыми дисками галактик низкой и высокой яркости, по-видимому, нет принципиальных различий. Заметим, что в некоторых GLSB-галактиках также может присутствовать внутренний звездный диск небольших размеров с нормальной для обычных галактик поверхностной яркостью. Примером является GLSB-галактика UGC 1378, спектральные и фотометрические исследования которой приведены в работе [36]. По всем параметрам ее вполне можно отнести к VHR-галактикам. Несколько GLSB-галактик с протяженным оптическим (и газовым) диском содержатся в выборке HIgh-Mass, исследовавшейся в [15, 24]. Ярким примером является галактика AGC 19204, которую по очень высокому содержанию газа и наличию протяженного внешнего диска можно отнести к объектам типа Malin-1 [13].

Хотя в различных VHR-галактиках причина появления внешних массивных газовых дисков может быть разной, большой угловой момент газа, по-видимому, играет в этом ключевую роль [10]. В окрестности VHR-галактик часто наблюдаются отдельные области HI, которые могут быть связаны с небольшими спутниками, богатыми газом, или с диффузными облаками нейтрального газа [37], но их масса не сопоставима с гигантской массой газа в протяженных дисках. Аккреция газа из окружающей среды (из филаментов), имевшая место в прошлом, более вероятна. Она хорошо согласуется как с большим удельным угловым моментом газа, так и с тем, что, согласно [38], галактики с наиболее высокой массой HI располагаются преимущественно в филаментах.

Неясно, появились ли протяженные газовые диски на раннем этапе формирования галактических дисков, или же они сформировались в основном в эпоху, близкую к современной. Воз-

² Протяженные внешние диски наблюдаются не только у галактик с аномально высокой интегральной массой HI, но встречаются и у некоторых “нормальных” галактик высокой светимости с умеренным содержанием газа (см., напр., обзор [34]). Поэтому вопрос о формировании внешних дисков имеет более общий характер.

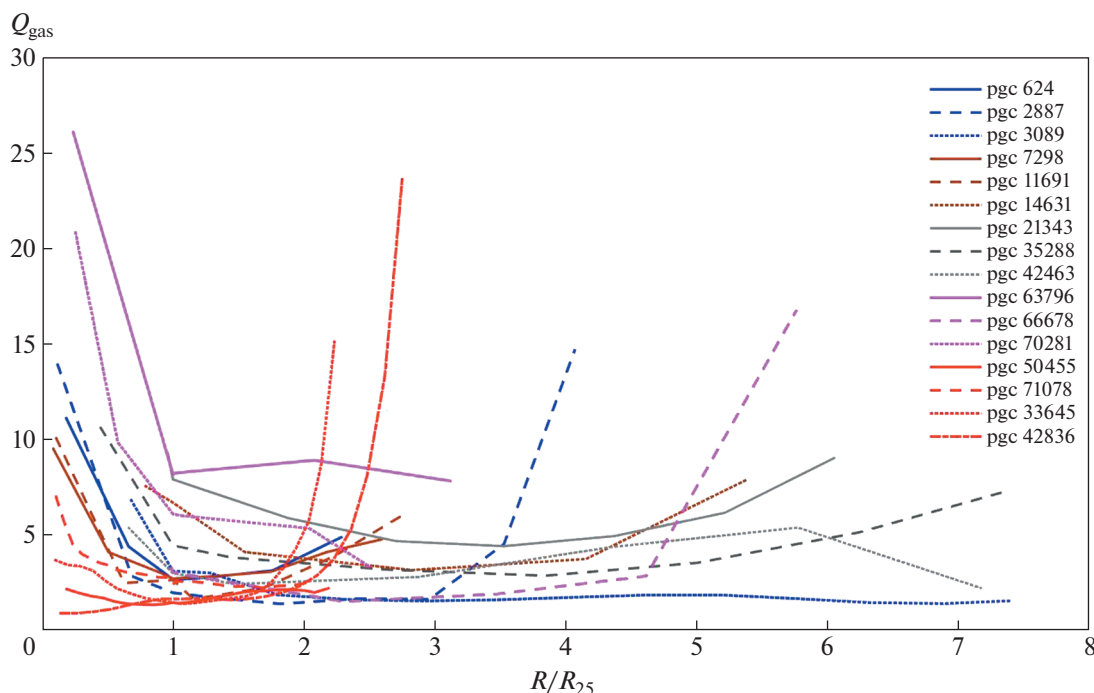


Рис. 5. Изменение параметра Тоомре Q_{gas} для рассматриваемых VHR-галактик.

можно различные варианты, однако, согласно [8], диски VHR-галактик не отличаются явно выраженной асимметрией по сравнению с дисками “нормальных” галактик контрольной выборки, а их центры совпадают с оптическими центрами галактик даже точнее, чем в контрольных галактиках (выборка *Bluedisk*). Это свидетельствует против недавнего формирования газовых дисков в результате аккреции или мерджинга. Об этом же говорит обычно наблюдаемый регулярный характер вращения внешних газовых дисков.

Как отмечалось во Введении, в спиральных галактиках поздних типов падение плотности HI вдоль радиуса имеет, как правило, сходный характер, что объясняет тесную корреляцию между интегральной массой HI и радиусом R_{HI} , который привязан к определенному граничному значению поверхностной плотности HI. VHR-галактики также лежат (хотя и со значительным разбросом) вдоль общей зависимости $M_{\text{HI}} - R_{\text{HI}}$, построенной для “нормальных” галактик [8, 10], что говорит о неслучайном распределении плотности газа даже за пределами оптического радиуса, которое естественно было бы ожидать при недавней или продолжающейся аккреции. К этому же выводу приводит оценка параметра устойчивости газовых дисков галактик.

Для всех рассматриваемых здесь VHR-галактик известны кривые вращения, что позволяет оценить степень устойчивости газового диска к гравитационным возмущениям. На рис. 5 приве-

дено распределение параметра устойчивости Q_{gas} для газового компонента рассматриваемых VHR-галактик. Роль звездного диска здесь игнорируется (его плотность падает с расстоянием быстрее, чем плотность газа), газовый диск считается тонким, а дисперсия скоростей газа c_g принимается равной 10 км/с (как во внешних областях оптических дисков). Для трех галактик ($\text{PGC } 33645 = \text{UGC } 6168$, $\text{PGC } 42836 = \text{UGC } 7899$, $\text{PGC } 47932 = \text{NGC } 5230$) зависимости $Q_{\text{gas}}(R)$ были взяты из работы [15], где они были получены с учетом молекулярного газа во внутренней области дисков. В пределах оптического радиуса значение Q_{gas} для газа в большинстве случаев выше критического значения $Q_{\text{gas}}^c \approx 1.4-2$ для пороговой устойчивости. Звездный компонент диска, если таковой существует, может только приблизить внешний диск галактики к маргинально устойчивому состоянию.

Среди галактик, для которых на рис. 5 приведены радиальные профили Q_{gas} , только в двух ($\text{PGC } 21343$ и $\text{PGC } 63796$) параметр устойчивости на всех R сохраняется высоким ($Q_{\text{gas}} > 4$), что говорит о большом запасе гравитационной устойчивости. Но при этом, как отмечалось выше, галактика $\text{PGC } 63796$, обладающая наиболее высокими оценками параметра Тоомре, наблюдается “с ребра”, и масса HI в ее внешнем диске, по-видимому, недооценена. Для остальных галактик

минимальное значение Q_{gas} не превышает 2.5–3. Таким образом, несмотря на низкую плотность газа в протяженных дисках HI, в большинстве VHR-галактик существует достаточно протяженная область радиальных расстояний, где параметр устойчивости Q_{gas} примерно постоянен, причем, хотя во всех случаях он свидетельствует о гравитационной устойчивости газовых дисков, для большей части галактик он оказывается близким к пороговому значению для устойчивости.

Заметим, что принятое здесь значение $c_g \sim 10$ км/с на далекой периферии дисков может оказаться завышенным. Как показали измерения радиального профиля $c_g(R)$, полученные примерно для двух десятков VHR-галактик выборки Bluedisk [8] по наблюдениям на радиоинтерферометре WSRT [14], в некоторых галактиках на расстоянии 20–40 кпк от центра c_g уменьшается до 5–7 км/с. При таких значениях c_g внешние диски рассматриваемых здесь VHR-галактик оказываются еще ближе к пороговой устойчивости.

Примерное постоянство Q_{gas} , сохраняющееся на большом радиальном протяжении, говорит о том, что плотность газа тесно связана с локальной угловой скоростью (эпициклической частотой) дисков, от которой зависит параметр Q_{gas} . Аналогичный вывод был получен и для газовых дисков нормальных галактик обзора THINGS (см. [39]). Недавняя или текущая аккреция газа на диск, имеющая случайный характер, не объясняет взаимосвязи плотности газа и динамических параметров диска, и поэтому маловероятна как универсальный механизм, определяющий распределение плотности газа.

При поверхностной плотности газа, не превышающей нескольких $M_{\odot}/\text{пк}^2$, длина волны наиболее быстро растущих гравитационных возмущений $\lambda_T = 2c_g^2/G\Sigma_g$ измеряется килопарсеками, поэтому к локальным очагам звездообразования, наблюдаемым в протяженных дисках некоторых VHR-галактик, такая крупномасштабная неустойчивость не имеет прямого отношения. Однако плотность газа, близкая к пороговому значению, может обеспечить поддержание спиральных волн плотности, и поэтому влиять на звездообразование в более мелких пространственных масштабах. Примечательно, что именно в тех галактиках, где параметр $Q_{\text{gas}}(R)$ опускается ниже 2.5 или 2, т.е. газовые диски близки к состоянию маргинальной устойчивости, во внешних дисках наблюдается заметная спиральная структура низкой яркости с областями звездообразования в ветвях. Наиболее протяженные спирали — у PGC 3089 и PGC 676678, ветви которых прослежива-

ются до расстояния более $3R_{25}$ (что все же меньше, чем R_{HI}).

Эффективность звездообразования уменьшается с падением плотности газа как в обычных, так и VHR-галактиках, и с удалением от центра становится очень низкой, так что обратная ей величина — время исчерпания газа — на больших расстояниях от центра должна превышать космологический возраст галактик (10^{10} лет, [8, 15]). Поэтому современные темпы звездообразования слишком низки, чтобы оказывать существенное влияние на распределение газа во внешних газовых дисках рассматриваемых галактик на масштабах в несколько миллиардов лет. Тогда возникает вопрос, почему внешние газовые диски оказались на большом интервале расстояния от центра близкими к маргинальной устойчивости.

Естественно предположить, что связь наблюдаемой поверхностной плотности газа в диске с условием пороговой устойчивости установилась в прошлом, миллиарды лет назад, после завершения бурной стадии формирования звездного диска, при которой гравитационная неустойчивость газового слоя играла роль регулятора темпов звездообразования (эта стадия наблюдается у галактик с активными звездообразованием, имеющих большое красное смещение $z > 1$). После того, как приток газа в галактику стал низким, а плотность оставшегося газа в результате звездообразования уменьшилась до уровня, исключающего крупномасштабную гравитационную неустойчивость, темп звездообразования и дисперсия скоростей газа уменьшились (см., напр., численную модель формирования диска Галактики, предложенную в [40]). В приложении к обычным спиральным галактикам этот сценарий был предложен в работе [3], но он может относиться и к протяженным дискам VHR-галактик. Основное различие между этими двумя случаями заключается в том, что в протяженных дисках VHR-галактик при переходе к гравитационно устойчивому состоянию звездообразование почти полностью прекратилось из-за очень низкой плотности газа в маргинально устойчивом диске, в то время как в более близких к центру областях обычных спиральных галактик эффективность звездообразования осталась на более высоком уровне, и диски приобрели со временем более высокий запас устойчивости. Радиальное распределение плотности газа во внешних областях галактик надолго оказалось связанным с профилем $Q_{\text{gas}}(R)$, близким к критическому, который установился при переходе от активной к пассивной стадии эволюции.

В таком сценарии часть газа в протяженных дисках VHR-галактик сначала должна была перейти в звезды, чтобы поверхностная плотность

газовой составляющей диска упала до состояния маргинальной устойчивости. Поэтому можно ожидать, что внешние диски VHR-галактик содержат, помимо газа, “старую” звездную составляющую низкой яркости, возникшую при бурном звездообразовании на начальной активной стадии эволюции дисков. Характерная поверхностная плотность звездного населения, успевшего сформироваться на активной стадии образования дисков, должна быть как минимум сопоставима по величине с наблюдаемой поверхностной плотностью газа на периферии галактик ($\sim 1 M_{\odot}/\text{пк}^2$ и ниже), в противном случае звездообразование слабо отразилось бы на результирующей плотности газового диска. Приняв отношение $M/L_B \approx 3$ (в солнечных единицах) для старого обедненного металлами звездного населения (модель [41]), получим, что это соответствует поверхностной яркости около $28^m/\text{кв.с.}$, которую можно измерить только при очень глубокой фотометрии.

Таким образом, можно ожидать, что звезды, возникшие на ранней стадии формирования внешних дисков, образуют протяженный компонент очень низкой яркости из старых звезд. Его цвет должен соответствовать старому и низкометаллическому звездному населению.

Заметим, что представление о том, что часть массы во внешних областях галактических дисков может оставаться необнаруженной, и принадлежать звездам низкой светимости, ранее был упомянут в работе [42].

Тем не менее во внешних дисках некоторых VHR-галактик слабое звездообразование все же наблюдается, поддерживаясь слабоконтрастными спиральными ветвями. При отсутствии аккреции или поглощения спутников оно должно приводить к очень медленному уменьшению плотности газа.

Аналогичная ситуация имеет место и для гигантских галактик низкой поверхностной яркости (GLSB-галактик) с высоким содержанием газа. В них основное количество газа также распределено в протяженном диске, а на больших расстояниях от центра часто наблюдается спиральная структура. Как показывают наблюдения, поверхностная плотность газа в протяженных дисках, по крайней мере, части GLSB-галактик также близка к критическому значению параметра устойчивости. Так, в работе [35] этот вывод был сделан в отношении двух из четырех исследованных GLSB-галактик. По оценкам, полученным в работе [43] для нескольких GLSB-галактик, минимальные значения параметра Тоомре для них составляют 2–3 единицы, что говорит об устойчивости дисков, но не сильной их “перегретости”. К подобным же выводам пришли авторы работы [44] в отношении диска GLSB-галактики

Malin-2. Для 4 из 7 GLSB-галактик, рассмотренных в этой работе, наблюдательные данные хорошо согласуются с двухстадийным сценарием формирования галактики, когда изначально образуется галактика нормальной поверхностной яркости, вокруг которой затем формируется LSB-диск в результате аккреции газа из внешнего источника.

Резюмируя, подчеркнем возможность различных причин, по которым дисковая галактика приобретает или сохраняет аномально высокое содержание HI в диске. Для некоторых галактик, где газ сконцентрирован в основном во внутренних областях дисков, нельзя исключить роль текущей аккреции газа на диск (см. раздел 2). Так, для трех галактик выборки HighMass (UGC 7899, UGC 9037 и UGC 9334), распределение скоростей H_{α} показало наличие некруговых движений газа, косвенно подтверждающих возможность холодной моды аккреции газа во внутренние области галактик [45]. По крайней мере в одном случае (галактика AGC 10111 с избыточным содержанием HI) газовый диск демонстрирует обратное вращение по отношению к звездному балджу, что определенно указывает на падение газа на галактику [13]. Однако для VHR-галактик с массивными протяженными внешними дисками HI, вращающимися в ту же сторону, что и звездный диск, две обычно предлагаемые причины высокого содержания HI (либо аккреция газа с тем же направлением вектора углового момента, либо подавленное звездообразование, способствующее накоплению и сохранению газа) могут действовать сообща: сначала аккреция, сформировавшая миллиарды лет назад газовый диск с большим угловым моментом, который был более плотным, чем в современную эпоху, затем падение плотности газа, и последующая пассивная эволюция с очень низкой эффективностью звездообразования. Примерное постоянство значения параметра устойчивости Q_{gas} на большом интервале радиальных расстояний в рассмотренных выше VHR-галактиках говорит о том, что их диски продолжают “помнить” то распределение плотности газа, при котором произошел этот переход из бурной стадии эволюции в пассивную. Сходный сценарий может иметь и формирование дисков GLSB-галактик.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 20-02-00080А.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *K. Leroy, F. Walter, E. Brinks, F. Bigiel, W. J. G. de Blok, B. Madore, and M. D. Thornley*, *Astron. J.* **136**, 2782 (2008), arXiv:0810.2556 [astro-ph].

2. *A. Burkert*, Mem. Soc. Astron. Ital. **88**, 533 (2017), arXiv:1709.02112 [astro-ph.GA].
3. *A. V. Zasov and N. A. Zaitseva*, Astron. Letters **43**, 439 (2017), arXiv:1705.07659 [astro-ph.GA].
4. *F. Bigiel and L. Blitz*, Astrophys. J. **756**, id. 183 (2012), arXiv:1208.1505 [astro-ph.CO].
5. *J. Wang, B. Catinella, A. Saintonge, Z. Pan, P. Serra, and L. Shao*, Astrophys. J. **890**, id. 63 (2020), arXiv:2001.01970 [astro-ph.GA].
6. *Catinella, D. Schiminovich, G. Kauffmann, S. Fabello, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **403**, 683 (2010), arXiv:0912.1610 [astro-ph.CO].
7. *S. Huang, M. P. Haynes, R. Giovanelli, G. Hallenbeck, et al.*, Astrophys. J. **793**, id. 40 (2014), arXiv:1407.7538 [astro-ph.GA].
8. *J. Wang, G. Kauffmann, G. I. G. Józsa, P. Serra, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **433**, 270 (2013), arXiv:1303.3538 [astro-ph.CO].
9. *K. A. Lutz, V. A. Kilborn, B. Catinella, B. S. Koribalski, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **467**, 1083 (2017), arXiv:1701.02447 [astro-ph.GA].
10. *K. A. Lutz, V. A. Kilborn, B. S. Koribalski, B. Catinella, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **476**, 3744 (2018), arXiv:1802.04043 [astro-ph.GA].
11. *K. A. Lutz, V. Kilborn, B. Catinella, L. Cortese, T. H. Brown, and B. Koribalski*, Astron. and Astrophys. **635**, id. A69 (2020), arXiv:2001.07516 [astro-ph.GA].
12. *J. J. Lemonias, D. Schiminovich, B. Catinella, T. M. Heckman, and S. M. Moran*, Astrophys. J. **790**, id. 27 (2014), arXiv:1407.0706 [astro-ph.GA].
13. *K. Geréb, S. Janowiecki, B. Catinella, L. Cortese, and V. Kilborn*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **476**, 896 (2018), arXiv:1801.06880 [astro-ph.GA].
14. *T. H. Randriamampandry, J. Wang, and K. M. Mogotsi*, arXiv:2105.10683 [astro-ph.GA] (2021).
15. *G. Hallenbeck, S. Huang, K. Spekkens, M. P. Haynes, et al.*, Astron. J. **152**, 225 (2016), arXiv:1610.03859 [astro-ph.GA].
16. *C. Lee, A. Chung, M. S. Yun, R. Cybulski, G. Narayanan, and N. Erickson*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **441**, 1363 (2014), arXiv:1404.4371 [astro-ph.GA].
17. *D. V. Stark, K. A. Bundy, M. E. Orr, P. F. Hopkins, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **474**, 2323 (2018), arXiv:1711.00178 [astro-ph.GA].
18. *A. B. Romeo*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **491**, 4843 (2020), arXiv:1905.05752 [astro-ph.GA].
19. *D. Obreschkow, K. Glazebrook, V. Kilborn, and K. Lutz*, Astrophys. J. Letters **824**, id. L26 (2016), arXiv:1605.04927 [astro-ph.GA].
20. *V. S. Safronov*, Ann. d'Astrophysique **23**, 979 (1960).
21. *A. Toomre*, Astrophys. J. **139**, 1217 (1964).
22. *P. Goldreich and D. Lynden-Bell*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **130**, 97 (1965).
23. *A. A. Marchuk and N. Y. Sotnikova*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **475**, 4891 (2018), arXiv:1804.07962 [astro-ph.GA].
24. *G. Hallenbeck, S. Huang, K. Spekkens, M. P. Haynes, et al.*, Astron. J. **148**, id. 69 (2014), arXiv:1407.1744 [astro-ph.GA].
25. *R. Ianjamasimanana, W. J. G. de Blok, F. Walter, G. H. Heald, A. Caldú-Primo, and T. H. Jarrett*, Astron. J. **150**, id. 47 (2015), arXiv:1506.04156 [astro-ph.GA].
26. *D. Tamburro, H. W. Rix, A. K. Leroy, M. M. Mac Low, F. Walter, R. C. Kennicutt, E. Brinks, and W. J. G. de Blok*, Astron. J. **137**, 4424 (2009), arXiv:0903.0183 [astro-ph.GA].
27. *I. D. Karachentsev, V. E. Karachentseva, W. K. Huchtmeier, and D. I. Makarov*, Astron. J. **127**, 2031 (2004).
28. *J. P. Huchra, L. M. Macri, K. L. Masters, T. H. Jarrett, et al.*, Astrophys. J. Suppl. **199**, id. 26 (2012), arXiv:1108.0669 [astro-ph.CO].
29. *U. Lisenfeld, L. Verdes-Montenegro, J. Sulentic, S. Leon, et al.*, Astron. and Astrophys. **462**, 507 (2007), arXiv:astro-ph/0610784.
30. *J. Schombert, S. McGaugh, and F. Lelli*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **483**, 1496 (2019), arXiv:1811.10579 [astro-ph.GA].
31. *T. P. K. Martinsson, M. A. W. Verheijen, M. A. Bershad, K. B. Westfall, D. R. Andersen, and R. A. Swaters*, Astron. and Astrophys. **585**, id. A99 (2016), arXiv:1510.07666 [astro-ph.GA].
32. *D. Makarov, P. Prugniel, N. Terekhova, H. Courtois, and I. Vauglin*, Astron. and Astrophys. **570**, id. A13 (2014).
33. *J. Heidmann, N. Heidmann, and G. de Vaucouleurs*, Mem. Roy. Astron. Soc. **75**, 85 (1972).
34. *B. G. Elmegreen and D. A. Hunter*, Astrophys. Space Sci. Library **434**, 115 (2017).
35. *T. E. Pickering, C. D. Impey, J. H. van Gorkom, and G. D. Bothun*, Astron. J. **114**, 1858 (1997).
36. *A. S. Saburova, I. V. Chilingarian, A. V. Kasparova, I. Y. Katkov, D. G. Fabricant, and R. I. Uklein*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **489**, 4669 (2019), arXiv:1908.11383 [astro-ph.GA].
37. *J. Wang, P. Serra, G. I. G. Józsa, B. Koribalski, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **453**, 2399 (2015), arXiv:1507.08950 [astro-ph.GA].
38. *M. Courtois, D. Zaritsky, J. G. Sorce, and D. Pomarne*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **448**, 1767 (2015), arXiv:1502.00292 [astro-ph.GA].
39. *G. R. Meurer, Z. Zheng, and W. J. G. de Blok*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **429**, 2537 (2013), arXiv:1212.1460 [astro-ph.GA].
40. *F. van Dokelaar, O. Agertz, and F. Renaud*, arXiv:2110.13165 [astro-ph.GA] (2021).
41. *T. Into and L. Portinari*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **430**, 2715 (2013), arXiv:1301.2178 [astro-ph.CO].
42. *M. Das, S. S. McGaugh, R. Ianjamasimanana, J. Schombert, and K. S. Dwarakanath*, Astrophys. J. **889**, id. 10 (2020), arXiv:1912.05352 [astro-ph.GA].
43. *P. Garg and A. Banerjee*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **472**, 166 (2017), arXiv:1707.08085 [astro-ph.GA].
44. *A. S. Saburova, I. V. Chilingarian, A. V. Kasparova, O. K. Sil'chenko, K. A. Grishin, I. Y. Katkov, and R. I. Uklein*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **503**, 830 (2021), arXiv:2011.01238 [astro-ph.GA].
45. *D. Bisaria, K. Spekkens, S. Huang, G. Hallenbeck, and M. P. Haynes*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **509**, 100 (2022), arXiv:2111.01806 [astro-ph.GA].

ГАЛАКТИКИ И СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК В НАБЛЮДЕНИЯХ И ЧИСЛЕННЫХ МОДЕЛЯХ

© 2022 г. М. Демянский^{1, 2}, А. Дорошкевич^{3, 4, *}, Т. Ларченкова³, С. Пилипенко³

¹ *Institute of Theoretical Physics, University of Warsaw, Warsaw, Poland*

² *Department of Astronomy, Williams College, Williamstown, USA*

³ *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

⁴ *Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия*

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

Поступила в редакцию 12.05.2022 г.

После доработки 11.07.2022 г.

Принята к публикации 18.07.2022 г.

Анализ свойств 1157 галактик, групп и скоплений галактик подтверждает зависимость вириальной скорости от массы гало $v_{\text{vir}} = v_m (M_{\text{vir}}/10^{12} M_{\odot})^{1/3}$ с единым показателем степени и разными значениями $v_m \simeq 400$ км/с для галактик с $M_{\text{vir}} \leq 10^{12} M_{\odot}$ и $v_m \simeq 160$ км/с для скоплений галактик с $M_{\text{vir}} \geq 10^{12} M_{\odot}$. Единый показатель степени подтверждает высокую степень универсальности процессов образования гало темной материи, а различие значений v_m соответствует хорошо известному различию средних плотностей галактик и скоплений галактик и вводит новый масштаб $M \simeq 10^{12} M_{\odot}$ в спектр мощности возмущений. Современные численные модели, использующие спектр мощности, полученный по наблюдениям WMAP и Planck, хорошо воспроизводят наблюдаемые свойства скоплений галактик, но не могут воспроизвести наблюдаемые параметры галактик. Также показано, что касп в профиле плотности темной материи приводит к конечной плотности газа и звезд в центре гало (профиль Бюркерта).

Ключевые слова: космология, галактики, скопления галактик, темное гало

DOI: 10.31857/S0004629922100048

1. ВВЕДЕНИЕ

Стандартная космологическая модель (СКМ) основана на измерениях реликтового излучения космическими аппаратами WMAP [1] и Planck [2, 3]. СКМ успешно описывает многие свойства галактик и скоплений галактик, а также их собиранье в элементы крупномасштабной структуры — филаменты и сверхскопления. Основные результаты СКМ суммированы в обзорах [4–14], современные методы численного моделирования этих процессов рассматривались в работах [15–17]. Обсуждение возможных расширений СКМ можно найти в статьях [18–20].

Согласно СКМ, все гало темной материи (ТМ) образованы под действием гравитационной неустойчивости из случайных начальных возмущений, которые описываются спектром мощностей. Структура вириализованных объектов зависит от универсального процесса релаксации конденсирующихся частиц ТМ и барионов [21–24], ведущего к эффективному росту их плотности и энтропии. Численные модели [25–28] подтвержда-

ют, что и высокая степень универсальности процессов образования всех гало ТМ, и качественное подобие их свойств базируются на законах ньютоновской механики и гравитации.

Эти свойства гало ТМ можно сравнить с наблюдаемыми свойствами галактик и скоплений галактик [29–43]. Такое сравнение показывает [44, 45], что свойства гало ТМ с массами $M \geq 10^{12} M_{\odot}$ и с массами $M \leq 10^{12} M_{\odot}$ отличаются. Это различие не появляется в численных моделях, оно может быть связано с формой спектра мощности возмущений и заслуживает отдельного рассмотрения.

Важно отметить, что галактики представляют особую популяцию гало ТМ, эволюция которой привела к образованию звезд. Это условие выделяет галактики среди множества гало ТМ, и по современным оценкам [7, 46] в них содержится лишь около 20% барионов. Свойства галактик могут отличаться и от свойств большинства гало ТМ той же массы, и от большинства гало ТМ в

численных моделях. Большое разнообразие свойств галактик ведет к дальнейшему дроблению их популяции и усложнению выбора соответствующих гало ТМ в численных моделях.

В наблюдениях ожидаемая универсальность процессов образования гало ТМ проявляется как единый показатель степени в выражении для средней вириальной плотности (см. ниже выражение (4)) и для зависимости вириальной скорости v_{vir} от вириальной массы гало M_{vir} :

$$v_{\text{vir}} \simeq v_m (M_{\text{vir}}/10^{12} M_{\odot})^{1/3}. \quad (1)$$

Эти соотношения выполняются и в численных моделях [47, 48] (см. далее выражения (6) и (7)), что позволяет рассматривать все гало ТМ – от карликовых галактик до скоплений галактик – как однопараметрическую последовательность, в которой все параметры зависят от массы гало. Такой подход позволяет связать характеристики наблюдаемых гало с составом ТМ и спектром возмущений [44, 45, 49]. При этом хорошо известные различия вириальных плотности и скорости галактик и скоплений галактик подтверждают, что свойства возмущений отличаются для масс $10^{12} M_{\odot} \leq M_{\text{vir}}$ и $10^{12} M_{\odot} \geq M_{\text{vir}}$. Эти различия в настоящее время проявляются в сложной форме спектра возмущений, и можно ожидать, что они возникают на ранних стадиях эволюции Вселенной. Но нельзя исключить и возможное (ограниченное) влияние последующей эволюции возмущений.

Отсутствие надежных и представительных каталогов наблюдаемых гало ТМ, а также их анализа в численных моделях с разными спектрами мощности, не позволяют однозначно ответить на вопрос о причинах возникновения обсуждаемых различий. Тем не менее полезен и анализ уже имеющихся на сегодняшний день наблюдений. Поэтому в настоящей работе были проанализированы шесть каталогов наблюдаемых скоплений галактик [29–34], включающих 406 скоплений, каталог групп галактик [37], содержащий параметры 349 групп, и шесть каталогов галактик [38–43], включающих 519 галактик. Несмотря на значительные неопределенности оценок, данные наблюдений подтверждают зависимость (1) вириальной скорости от массы гало во всем рассмотренном интервале масс $10^6 \leq M_{\text{vir}}/M_{\odot} \leq 10^{15}$.

Сделанные в настоящей работе выводы подтверждают результаты анализа численных моделей скоплений галактик [48], позволяют распространить это описание на галактики вплоть до масс $10^6 M_{\odot}$, а также подчеркивают принципиальное значение различия параметров галактик и скоплений галактик. Наши результаты позволяют связать свойства гало ТМ со спектром мощно-

сти возмущений, вводят характерную массу $M \simeq 10^{12} M_{\odot}$ и дают феноменологическое описание процесса образования гало ТМ.

В настоящей работе мы характеризуем гало ТМ круговой скоростью v_{vir} на вириальном радиусе, что предполагает сферическую симметрию гало. Вместо этой величины можно использовать дисперсию скоростей σ_v^2 , которая, однако, чувствительна к внутренней структуре гало ТМ. Сравнение этих описаний станет возможным, когда будет накоплено достаточно наблюдательных данных.

В разделе 2 кратко суммируются важнейшие свойства гало ТМ, полученные в численных моделях. В разделе 3 приведены результаты анализа галактик, групп и скоплений галактик. Особенности восстановления свойств гало ТМ по наблюдениям звезд и газа и решение известной проблемы “ядро–касп” (“core–cusp”) рассмотрены в разделе 4. Полученные результаты обсуждаются в разделе 5. В разделе 6 сформулированы основные выводы. В Приложениях I и II более подробно рассмотрены отдельные свойства гало ТМ.

1.1. Параметры Стандартной Космологической модели

В настоящей работе используются следующие значения параметров СКМ (постоянной Хаббла H_0 , безразмерных плотностей темной энергии Ω_{Λ} , темной материи Ω_{DM} , барионов Ω_b , и кривизны Вселенной Ω_c) [3]:

$$H^2 = H_0^2 E(z)^2 = H_0^2 [(1+z)^3 \Omega_m + \Omega_{\Lambda}],$$

$$H_0 \simeq (67.4 \pm 0.5) \text{ км/с/Мпк},$$

$$\langle \rho_m \rangle = 37(1+z)^3 \Theta_m M_{\odot}/\text{кпк}^3, \quad \Omega_m = \Omega_m/0.28, \quad (2)$$

$$\Omega_{\Lambda} \simeq 0.72, \quad \Omega_{DM} \simeq 0.24,$$

$$\Omega_b \simeq 0.04, \quad \Omega_m \Omega_{DM} + \Omega_b = 0.28, \quad \Omega_c \ll 1,$$

где z – красное смещение, $\langle \rho_m \rangle$ – средняя плотность нерелятивистского вещества.

1.2. Вириальные параметры гало ТМ

Популяцию сферических гало ТМ можно рассматривать как двухпараметрическую последовательность стационарных объектов, которая описывается вириальной массой M_{vir} и вириальным радиусом R_{vir} . Для сферически симметричных га-

ло справедливы следующие соотношения для вириальных параметров:

$$\begin{aligned} M_{\text{vir}} &= \frac{4\pi}{3} \langle \rho_{\text{vir}} \rangle R_{\text{vir}}^3, \\ U + W &= \frac{U}{2} = -\frac{\theta_{\text{vir}}}{2} G \frac{M_{\text{vir}}^2}{R_{\text{vir}}}, \\ v_{\text{vir}}^2 &= G \frac{M_{\text{vir}}}{R_{\text{vir}}}, \end{aligned} \quad (3)$$

где U и W – потенциальная и внутренняя энергии вириализованного гало, v_{vir} – вириальная скорость, $\langle \rho_{\text{vir}} \rangle$ – средняя вириальная плотность. Фактор θ_{vir} характеризует зависимость потенциальной энергии от профиля плотности гало (часто используемое значение $\theta_{\text{vir}} = 3/5$ относится к идеальной модели вириализованного гало ТМ с постоянной плотностью). Для дальнейшего вириальный радиус и среднюю вириальную плотность гало ТМ удобно записать через характерные массу M_{12} и скорость v_m :

$$\begin{aligned} M_{12} &= M_{\text{vir}}/10^{12} M_{\odot}, \\ v_m &= v_{\text{vir}}/M_{12}^{1/3} = 100 v_{100} \text{ км/с}, \\ R_{\text{vir}} &= \frac{GM_{\text{vir}}}{v_{\text{vir}}^2} \simeq 431 \text{ кпк} \frac{M_{12}^{1/3}}{v_{100}^2}, \\ \langle \rho_{\text{vir}} \rangle &= \frac{3M_{\text{vir}}}{4\pi R_{\text{vir}}^3} 3.0 \times 10^3 v_{100}^6 \frac{M_{\odot}}{\text{кпк}^3}. \end{aligned} \quad (4)$$

Соотношения (3) и (4) позволяют (в первом приближении) оценивать структурные параметры гало ТМ и сравнивать их свойства. Учет вращения и несферичности гало ТМ требует более сложного описания и специальных наблюдений.

2. ГАЛО ТМ В ЧИСЛЕННЫХ МОДЕЛЯХ

Современные численные модели, использующие ньютоновские механику и гравитацию, хорошо воспроизводят процессы эволюции возмущений и образования гало ТМ по заданному спектру мощности возмущений. В масштабах скоплений галактик спектр возмущений установлен по наблюдениям реликтового излучения. Поэтому сравнение численных моделей с наблюдениями скоплений галактик подтверждает адекватность и успешность этих моделей.

В масштабах галактик спектр возмущений известен плохо. В численных моделях гало ТМ образуются в большом диапазоне масс, и количество гало в моделях значительно превосходит количество наблюдаемых галактик (missing satellite problem) [50]. Поэтому даже выделение в моделях популяции гало ТМ, соответствующей галакти-

кам, требует обсуждения возможности образования звезд в каждом из таких гало.

Тем не менее численные модели позволяют получить ценную предварительную информацию о свойствах вириализованных гало ТМ. Отметим здесь лишь три наиболее важных свойства, которые получены с помощью этих моделей:

1. спектр возмущений воспроизводит как свойства крупномасштабной структуры, так и свойства массивных гало ТМ;

2. единый профиль плотности гало ТМ хорошо аппроксимируется формулой NFW (25) [51, 52];

3. степенная зависимость вириальной скорости от вириальной массы гало (1) воспроизводится в широком интервале масс [26, 27, 48].

2.1. Вириальные характеристики гало ТМ в численных моделях

В работах [47, 48] было показано, что в численных моделях скоплений галактик с высокой точностью наблюдается степенная зависимость дисперсии скоростей от массы и красного смещения:

$$\begin{aligned} \sigma_v &= \sigma_0 (E(z) M_{12})^\gamma, \\ \sigma_0 &= 108(1 \pm 0.004) \text{ км/с}, \\ \gamma &\simeq 0.336 \pm 0.0026, \end{aligned} \quad (5)$$

где $E(z)$ определено в (2). Полученную зависимость можно рассматривать как количественную характеристику процесса релаксации гало ТМ по скоростям [22–24] для принятого спектра мощности.

В более поздних работах [26, 27] для 30000 гало ТМ с массами $10^{11} \leq M_{\text{vir}}/M_{\odot} \leq 10^{15}$ были получены следующие значения средней скорости и средней вириальной плотности:

$$\begin{aligned} \langle v_m \rangle &\simeq 160(1 \pm 0.01) \text{ км/с}, \\ \langle \rho_{\text{vir}} \rangle &\simeq 5.4 \times 10^4 (1 \pm 0.04) M_{\odot}/\text{кпк}^3. \end{aligned} \quad (6)$$

Для 25000 гало ТМ с массами $10^9 \leq M_{\text{vir}}/M_{\odot} \leq 10^{14}$:

$$\begin{aligned} \langle v_m \rangle &\simeq 150(1 \pm 0.01) \text{ км/с}, \\ \langle \rho_{\text{vir}} \rangle &\simeq 2.8 \times 10^4 (1 \pm 0.04) M_{\odot}/\text{кпк}^3. \end{aligned} \quad (7)$$

Отметим, что основным результатом проведенного анализа – постоянная скорость v_m и постоянная средняя плотность гало $\langle \rho_{\text{vir}} \rangle$ во всем интервале масс – согласуется с результатом, полученным в работе [48]. Разница в 1.5 раза между оценками скорости (5) и (6), (7) может быть вызвана использованием σ_v и v_{vir} , методическими различиями как численных моделей, так и процедурой выделения популяции гало.

Таблица 1. Наблюдаемые параметры галактик и скоплений галактик

N	N_{obj}	$M_{min} - M_{max}$ M/M_{\odot}	$\langle v_{\gamma} \rangle$, км/с	$\langle \gamma \rangle$	$\langle v_m \rangle$, км/с	Работа
1	120	$10^{14} - 10^{15}$	150	0.31	135 (1 ± 0.07)	[29]
2	90	$10^{14} - 10^{15}$	141	0.34	150 (1 ± 0.02)	[30]
3	28	$10^{14} - 10^{15}$	144	0.34	147 (1 ± 0.04)	[31]
4	18	$10^{14} - 10^{15}$	134	0.34	145 (1 ± 0.04)	[34]
	256	$10^{14} - 10^{15}$	149	0.34	142 (1 ± 0.04)	
5	100	$10^{14} - 10^{15}$	161	0.35	175 (1 ± 0.02)	[35]
6	50	$10^{14} - 10^{15}$	158	0.35	174 (1 ± 0.01)	[36]
	150	$10^{14} - 10^{15}$	161	0.35	174 (1 ± 0.02)	
7	31	$10^6 - 10^8$	170	0.26	440 (1 ± 0.19)	[38]
8	20	$10^8 - 10^{10}$	160	0.26	354 (1 ± 0.20)	[39]
9	210	$10^8 - 10^{12}$	317	0.30	360 (1 ± 0.16)	[40]
10	85	$10^9 - 10^{12}$	420	0.33	437 (1 ± 0.22)	[41]
11	92	$10^9 - 10^{12}$	420	0.32	450 (1 ± 0.21)	[41]
12	81	$10^9 - 10^{12}$	234	0.24	353 (1 ± 0.40)	[43]
	402	$10^9 - 10^{12}$	353	0.28	389 (1 ± 0.13)	

$$\langle v_{\gamma} \rangle = \langle v_{vir} / M_{12}^{\gamma} \rangle, \langle v_m \rangle = \langle v_{vir} / M_{12}^{1/3} \rangle.$$

Как будет показано ниже, эти результаты согласуются с наблюдениями скоплений и групп галактик вплоть до масс $10^{12} M_{\odot}$, но противоречат наблюдениям галактик. Это указывает на необходимость уточнения спектра начальных возмущений.

3. НАБЛЮДАЕМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЛАКТИК И СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

Перейдем к обсуждению наблюдаемых вириальных параметров галактик и скоплений галактик, массовые оценки которых стали доступны только в последнее время и все еще имеют значительные неопределенности. Тем не менее имеющиеся на сегодня данные наблюдений необходимо сравнить с результатами численного моделирования. Для этого мы используем данные шести каталогов наблюдаемых скоплений галактик [29–34], включающих 406 скоплений, каталог 348 групп галактик [37], и шесть каталогов галактик [38–43], включающих 519 галактик.

Результаты анализа каталогов галактик и скоплений галактик представлены в табл. 1, где слева направо приведены: N – номер каталога по порядку, N_{obj} – количество объектов в каталоге, $(M_{min} - M_{max})$ – диапазон масс объектов, параметры v_{γ} и γ получены независимой аппроксимацией функции $v_{vir} = v_{\gamma} M_{12}^{\gamma}$, значения v_m соответ-

ствуют $\gamma = 1/3$ (1). Помимо анализа каждого отдельного каталога, в этой таблице над чертой приведены данные для 256 скоплений галактик из первых четырех каталогов, для 150 скоплений галактик из пятого и шестого каталогов, а также данные для выборки 402 галактик, для которых $0.8 \leq v_m / \langle v_m \rangle \leq 1.3$.

Отметим, что каталог групп галактик [37] включает очень разные объекты с массами $M_{12} \sim 1$. Этот каталог требует специального анализа и использован ниже (в разделе 3.3 и на рис. 3) для иллюстрации непрерывности распределения гало ТМ по массам.

3.1. Вириальные характеристики скоплений галактик

Вириальные параметры 406 скоплений галактик [29–34] получены как с помощью гравитационного линзирования, так и с использованием рентгеновских, оптических и радионаблюдений. Во всех случаях при интерпретации наблюдений использовались соотношения между массой и дисперсией скоростей (5), а также возможная связь плотности с наблюдаемым красным смещением, что снижает объективное значение этих данных.

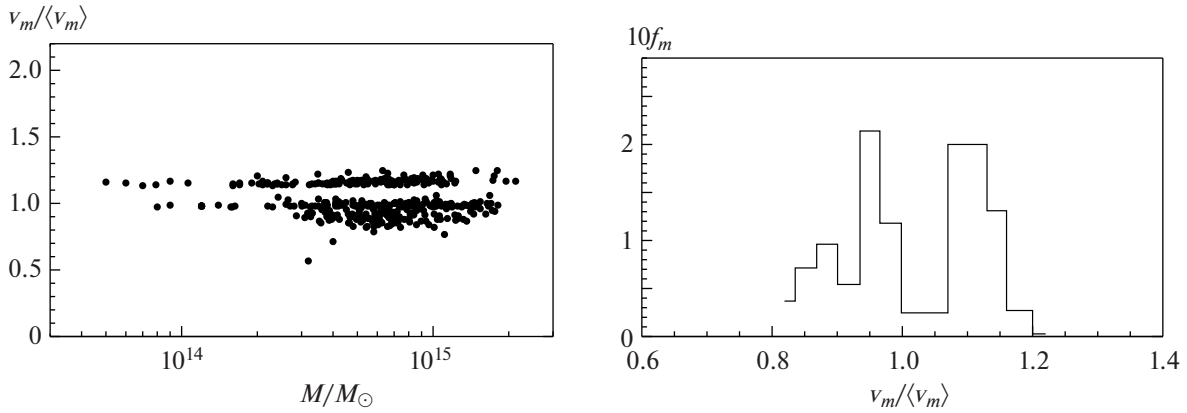


Рис. 1. Слева – скорость $v_m/\langle v_m \rangle$ как функция массы для 406 скоплений галактик. Справа – распределение 406 скоплений галактик по скоростям $v_m/\langle v_m \rangle$.

Популяция скоплений галактик разделилась на две части по величине средней скорости $\langle v_m \rangle$ (см. рис. 1). Так, для 256 скоплений показатель степени и средняя скорость равны

$$\gamma = 0.34, \quad \langle v_m \rangle \simeq 142(1 \pm 0.04) \text{ км/с}, \quad (8)$$

а для 150 более плотных скоплений

$$\gamma = 0.35, \quad \langle v_m \rangle \simeq 174(1 \pm 0.02) \text{ км/с}. \quad (9)$$

В рамках сферической модели появление двух популяций скоплений с близким M_{vir} и разными v_m невозможно, поэтому можно ожидать, что различия (8) и (9) связаны с разными методами наблюдения. Все наблюдения выполнены с высокой точностью ($\sim 1\%$) в рамках специальных программ, при этом вириальные параметры определяются в результате сложного пересчета, что ведет к накоплению систематических ошибок. Например, измеряемая температура газа и дисперсия скоростей σ_v отличаются от круговой скорости v_{vir} , а измеряемый эффект Сюняева–Зельдовича с вириальными параметрами связан сложным образом. Для получения представительных результатов необходимы специальные программы наблюдений.

Полученные результаты (8) и (9) отличаются от ранних оценок в численных моделях (5), но близки к более поздним оценкам (6) и (7). Это значит, что умеренные различия наблюдательных и модельных результатов могут быть вызваны техническими причинами, и численные модели хорошо воспроизводят наблюдения.

3.2. Вириальные характеристики галактик

Вириальные параметры галактик зависят от неизвестного спектра возмущений. Поэтому их анализ и важнее, и интереснее анализа скоплений

галактик. К сожалению, в настоящее время все еще нет специальных программ таких наблюдений, поэтому мы используем кривые вращения галактик, полученные при решении других задач.

Вириальные параметры 519 галактик получены из наблюдений лучевых скоростей в периферийных областях галактик [38–43]. При этом несферичность гало ТМ и недооценка вириального радиуса ведут к некоторой недооценке вириальной массы гало и увеличивает значение дисперсии лучевых скоростей.

Для 519 галактик получены следующие средние параметры:

$$\begin{aligned} \gamma &= 0.3, \\ \langle v_m \rangle &\simeq 422(1 \pm 0.25) \text{ км/с}, \\ 10^6 &\leq M_{\text{vir}}/M_{\odot} \leq 10^{12}. \end{aligned} \quad (10)$$

Как было отмечено выше, в табл. 1 приведены параметры более компактной популяции 402 галактик, выделенной из полной выборки условием $0.8 \leq v_m/\langle v_m \rangle \leq 1.3$ (см. рис. 2). Для этих галактик получены близкие значения γ и $\langle v_m \rangle$:

$$\begin{aligned} \gamma &= 0.28, \\ \langle v_m \rangle &\simeq 389(1 \pm 0.13) \text{ км/с}, \\ 10^6 &\leq M_{\text{vir}}/M_{\odot} \leq 10^{12}. \end{aligned} \quad (11)$$

Отметим, что для каталогов 7 и 8 (маломассивные галактики) при $\gamma = 0.26$ значения $\langle v_{\gamma} \rangle$ близки к значениям $\langle v_m \rangle$ скоплений галактик. Это может быть связано с малой представительностью выборок, но может указывать и на особенности процессов образования таких галактик.

Полученные для галактик значения $\gamma \simeq 1/3$ в выражении (11) совпадают с полученными выше для скоплений галактик. Но скорость v_m в 2.5–3 раза превосходит значения, полученные и в

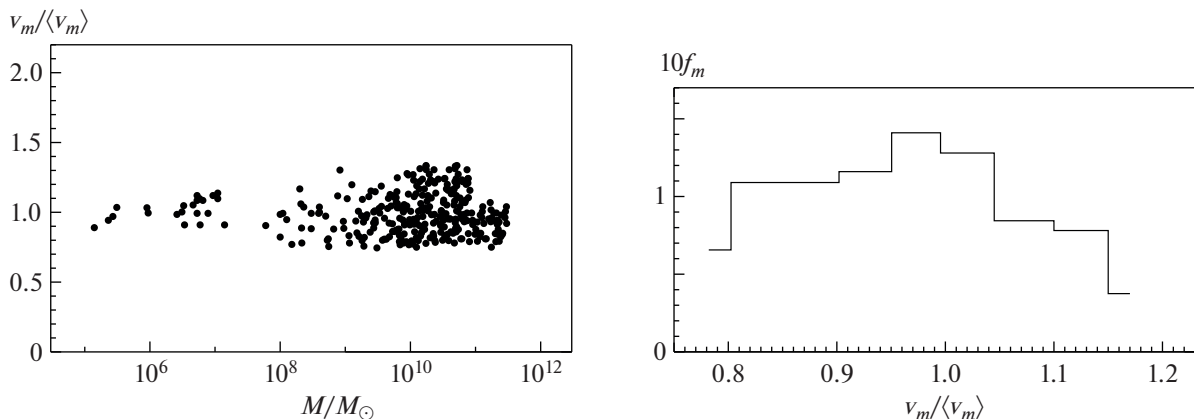


Рис. 2. Слева — скорость $v_m(M_{\text{vir}})/\langle v_m \rangle$ как функция массы 402 галактик. Справа — распределение 402 галактик по скоростям $v_m/\langle v_m \rangle$.

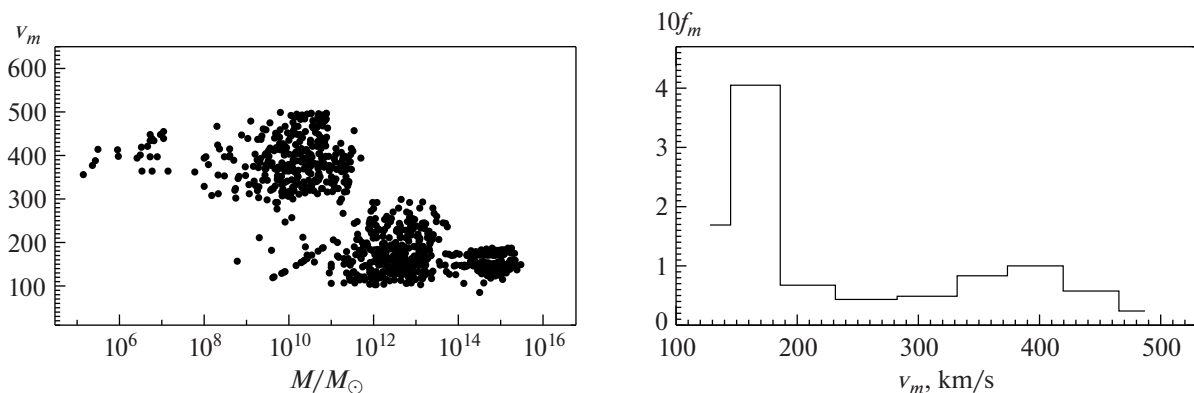


Рис. 3. Слева — скорость как функция массы для 1128 галактик, групп и скоплений галактик. Справа — распределение этих объектов по скоростям v_m .

численных моделях (6), (7), и для скоплений галактик (8), (9). Эти различия скоростей соответствуют хорошо известному различию плотностей галактик ρ_{gal} и скоплений галактик ρ_{cls}

$$\langle \rho_{gal} \rangle / \langle \rho_{cls} \rangle = [\langle v_m^{gal} \rangle / \langle v_m^{cls} \rangle]^6 \simeq 10^3. \quad (12)$$

3.3. Наблюдаемые характеристики групп галактик

Опубликованные в работе [37] параметры 394 групп галактик основаны на оптических наблюдениях. Каталог содержит как группы маломассивных галактик (часто несферические), так и бедные скопления галактик. Такая неоднородность популяции увеличивает разброс данных. Эти объекты заполняют интервал между галактиками и скоплениями галактик и подчеркивают непрерывность перехода от плотных галактик к

менее плотным скоплениям (см. рис. 3). Для 349 групп в интервале масс $10^{10} \leq M_{\text{vir}}/M_{\odot} \leq 10^{14}$ и скоростей $10 \text{ км/с} \leq v_m \leq 300 \text{ км/с}$ получаем

$$\langle v_m \rangle \simeq 177(1 \pm 0.26) \text{ км/с}. \quad (13)$$

3.4. Надежность и точность наблюдательных оценок

Массовые оценки вириальных параметров галактик и скоплений галактик были получены лишь в последнее время. Но используемые методы все еще не позволяют получить надежные оценки параметров гало ТМ. При этом высокая точность наблюдений в каждом каталоге не гарантирует точности оценок масс и скоростей. Так, например, в разных каталогах для четырех

скоплений приведены разные значения массы и плотности

$$A133: M_{12} = 120, 230, 550, \rho_{vir} = (2.9, 7.1, 2.9) \times 10^4 M_{\odot}/\text{кпк}^3,$$

$$A383: M_{12} = 120, 490, 810, \rho_{vir} = (29, 8.3, 1.0) \times 10^4 M_{\odot}/\text{кпк}^3,$$

$$A1033: M_{12} = 240, 480, 240, \rho_{vir} = (7.9, 3.0, 9.5) \times 10^4 M_{\odot}/\text{кпк}^3,$$

$$A2029: M_{12} = 1080, 1660, \rho_{vir} = (0.9, 0.9) \times 10^4 M_{\odot}/\text{кпк}^3.$$

Этот список может быть продолжен.

Для галактик точность оценок v_m и M_{vir} главным образом определяется возможной несферичностью гало ТМ и недооценками радиуса R_{vir} , что ведет к (умеренной) переоценке скорости v_m :

$$\frac{dv_m}{v_m} = \frac{1}{3} \left(\frac{dv_{vir}}{v_{vir}} - \frac{dR_{vir}}{R_{vir}} \right),$$

$$\frac{dM_{vir}}{M_{vir}} = 2 \frac{dv_{vir}}{v_{vir}} + \frac{dR_{vir}}{R_{vir}}.$$

При этом ошибки в определении вириальной массы не искажают соотношения (10) и (11).

4. ЗВЕЗДЫ И ГАЗ В ГАЛО ТМ

Для галактик и скоплений галактик мы восстанавливаем информацию о свойствах гало ТМ по наблюдениям звезд и газа. Эти наблюдения только частично воспроизводят свойства ТМ, что, в частности, порождает хорошо известную проблему ядро – касп (core–cusp problem) в наблюдениях галактик малой массы [53]. Напротив, в массивных галактиках сложное распределение барионов слабо влияет на их вириальные характеристики, определяемые далекой периферией галактик. В этом разделе обсуждается структура галактик малой массы, более подробно эти проблемы обсуждаются в Приложениях I и II.

Хорошо известно, что малая энтропия “холодной” ТМ ведет к образованию гало с профилем плотности NFW (25) [51, 52] и каспом в центре гало. Напротив, барионы сохраняют до реионизации энтропию $K_0 \simeq 0.3 \text{ см}^2 \text{ эВ}$, полученную в конце рекомбинации при красном смещении $\simeq 300$, и в период реионизации ее только увеличивают. Этим и обусловлено отличие наблюдаемых структурных параметров маломассивных галактик от параметров гало ТМ в численных моделях.

До образования звезд гало ТМ аккумулируют нейтральный газ с постоянной энтропией $K_b = K_0$ и давлением $p_b = K_b \rho_b^{5/3}$. В этом случае

распределение барионов в гало задается уравнением

$$\frac{1}{\rho_b} \frac{dp_b}{dr} = \frac{3}{2} \frac{da_k^2}{dr} = -G \frac{M_{DM}(r) + M_b(r)}{r^2}, \quad (14)$$

где M_b , ρ_b и p_b – масса, плотность и давление барионов (газа) и a_k – адиабатическая скорость звука. Согласно СКМ (2) $\Omega_b \simeq 0.17 \Omega_{DM}$. При этих условиях распределение ТМ (25) в Приложении I (почти) сохраняется, и задача сводится к соответствующему уравнению Эмдена во внешнем поле ТМ.

Поскольку масса барионов M_b мала по сравнению с массой ТМ, $M_b \simeq 0.17 M_{DM}$, то решение уравнения (14) можно записать как

$$a_k^2(r) = \frac{dp_b}{d\rho_b} = a_k^2(0)[1 - \kappa^2 \phi(r)],$$

$$\phi(x) = 1 - \frac{\ln(1+x)}{x} \simeq \frac{x}{2} - \frac{x^2}{3} + \frac{x^3}{4} - \dots \quad (15)$$

$$\rho_b^{2/3}(r) = \rho_b^{2/3}(0) \left[1 - \frac{\kappa^2}{2} x \left(1 - \frac{2x}{3} + \dots \right) \right],$$

$$\kappa^2 = \frac{2v_0^2}{3a_k^2(0)}.$$

Функция $\phi(x)$ (26) и скорость v_0 характеризуют гравитационный потенциал гало ТМ.

Позднее взаимодействие газа и звезд ведет к образованию многокомпонентной среды, состоящей из газа с разными значениями температуры и сложным распределением в пространстве. Эти процессы слабо возмущают массу и профиль плотности ТМ, но уменьшают массу барионов и улучшают применимость приближения $M_b \ll M_{DM}$. В таком гало ТМ профиль плотности горячего газа определяется изотермической скоростью звука a_T^2 и параметрами v_0 и $\phi(x)$ (26) [54]:

$$\rho_g(r) = \rho_g(0) \exp[-\kappa_T^2 \phi(x)], \quad (16)$$

$$\kappa_T^2 = v_0^2 / a_T^2.$$

Как и в случае (15) плотность барионов в центре остается конечной и убывает линейно с ростом радиуса. Это означает, что если профиль плотности ТМ определяется выражением (25), то профиль плотности газа определяется более сложными выражениями (15), (16) с конечной плотностью в центре и постоянным градиентом плотности. Эти распределения подобны профилю Бюркerta [55],

$$\rho_{brk} = \frac{\rho(0)}{(1+r/r_1)(1+r^2/r_2^2)}. \quad (17)$$

Распределение звезд в гало ТМ, рассмотренное в Приложении II, повторяет распределение газа в период образования звезд. Даже в карликовых галактиках было несколько таких периодов [38, 56, 57], что привело к сложной функции распределения звезд по скоростям. Из-за сохраняющихся случайных движений профиль плотности звезд также подобен (15), (16) и профилю Бюркerta [55], который часто наблюдается в галактиках малой массы [53, 55]. Эти серьезные различия в распределении газа, звезд и ТМ в центральных областях галактик малой массы предлагают естественное решение так называемой проблемы ядро – касп (core–cusp problem).

В периферийных областях гало ТМ наблюдаемые скорости близки к круговым v_{vir} (6) (см. Приложение I), которые для гало ТМ с плотностью (25) слабо зависят от радиуса. Эти особенности позволяют оценить вириальную массу и круговую скорость гало ТМ (3) с приемлемой точностью (см. раздел 3.3) на основе имеющихся наблюдений. Дальнейшее обсуждение этих проблем можно найти в Приложениях I и II.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Формирование компактных гало ТМ, галактик и скоплений галактик – сложный процесс, включающий и образование каустик, и последовательное сгущивание частиц в гало, и слияние гало разной массы, и релаксацию вещества гало. Отдельные этапы этого процесса описываются теоретически (см., напр., [21–26]) и иллюстрируются упрощенными моделями [58–63], но лишь численные модели, такие как [16, 25–28], позволяют связать свойства гало ТМ со спектром мощности возмущений, характеристиками ТМ и эволюционной историей Вселенной.

Сравнение наблюдаемых и полученных в численных моделях динамических параметров гало ТМ показывает следующее.

1. Выделенные в численных моделях [26, 27] представительные популяции гало ТМ (ф-лы (6), (7)), в широком интервале масс $10^9 \leq M_{\text{vir}}/M_{\odot} \leq 10^{15}$ сохраняют единую зависимость вириальной скорости от массы $v_{\text{vir}} \simeq 150 \text{ км/с } M_{12}^{1/3}$.

2. Вириальные скорости наблюдаемых галактик, групп и скоплений галактик соответственно демонстрируют более сложную зависимость:

$$\langle v_{\text{vir}} \rangle \simeq \left\{ \begin{array}{l} 400 \text{ км/с } M_{12}^{1/3}, \quad 10^6 \leq M_{\text{vir}}/M_{\odot} \leq 10^{12}, \\ 150 \text{ км/с } M_{12}^{1/3}, \quad M_{\text{vir}}/M_{\odot} \geq 10^{12}, \\ 180 \text{ км/с } M_{12}^{1/3}, \quad M_{\text{vir}}/M_{\odot} \geq 10^{12}. \end{array} \right\} \quad (18)$$

Это соотношение воспроизводит разницу плотностей галактик $\langle \rho_{\text{gal}} \rangle$ и скоплений галактик $\langle \rho_{\text{cls}} \rangle$ (12), и вводит характерные размер L_0 и массу M_L :

$$\begin{aligned} \langle \rho_{\text{gal}} \rangle &\simeq 10^3 \langle \rho_{\text{cls}} \rangle, \\ L_0 &\simeq 1.7 \text{ Мпк}, \\ M_L &= 4\pi \langle \rho_m \rangle L_0^3 / 3 \simeq 10^{12} M_{\odot}. \end{aligned} \quad (19)$$

Эти масса и размер связаны с формой спектра возмущений, разделяют процессы образования галактик и скоплений галактик, и появляются в ряде других наблюдений. Этот масштаб количественно близок к известному масштабу диссипации возмущений в барионах [64, 65], что подчеркивает подобие возмущений в ТМ и барионах в масштабах галактик и скоплений галактик.

Согласие оценок численных моделей (6), (7), выполненных со стандартным спектром мощности P_{CDM} [26, 66], с наблюдениями скоплений галактик (8), (9) подтверждает надежность воспроизводства численными моделями эволюции возмущений в этих масштабах. Однако в масштабах галактик наблюдаемые скорости v_m (18) в ~ 3 раза превосходят модельные скорости (6), (7). Это различие может указывать на неправильный выбор спектра мощности в численных моделях в масштабах галактик и, частично, с особенностями популяции гало ТМ, отождествляемых с галактиками.

В масштабах скоплений $M_{\text{vir}} \geq 10^{12} M_{\odot}$ параметры спектра возмущений определены наблюдениями реликтового излучения и некоторый произвол остается лишь в выборе вида частиц ТМ (от черных дыр до нейтрино). Но в меньших масштабах форма спектра известна плохо и в качестве возможной замены стандартному спектру P_{CDM} [26, 66] был предложен спектр P_{MCDM} с увеличенной амплитудой в масштабах галактик [45]:

$$\begin{aligned} P_{MCDM}(k) &= P_{CDM}(kl_0) \Psi_{\text{cor}}(kl_0), \\ \Psi_{\text{cor}}(x) &= 1 + \frac{x^2}{1 + a_c x^2}, \\ a_c &\simeq 0.1-0.3. \end{aligned} \quad (20)$$

Такие спектры согласуются с наблюдениями реликтового излучения и воспроизводят наблюдаемые свойства гало ТМ в масштабах $M \geq 10^{12} M_{\odot}$, но позволяют лучше воспроизвести вириальные скорости гало ТМ в масштабах $M_{\text{vir}} \leq 10^{12} M_{\odot}$.

Напомним, что уже в [66] было отмечено, что сложный состав ТМ, включающий “горячие” (HDM), “холодные” (CDM) и “теплые” (WDM) частицы [67–69], слабо меняет свойства скопления галактик, но уменьшает амплитуду возмущений в меньших масштабах. Это значит, что изме-

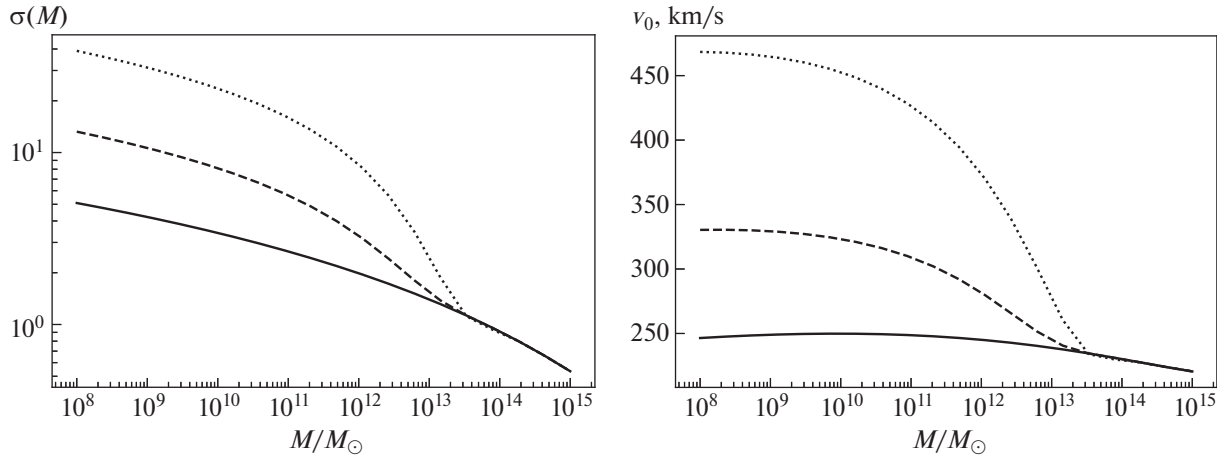


Рис. 4. Слева – функции $\sigma_m(M)$ (21) для спектра CDM и двух спектров MCDM (23) с $a_c = 2$ и a_c . Справа – модельные функции $v_m(M)$ для тех же спектров.

нения состава ТМ в космологических моделях со стандартным спектром не могут объяснить различия в наблюдаемых свойствах ТМ гало в масштабах $M_{\text{vir}} \leq 10^{12} M_\odot$ и $M_{\text{vir}} \geq 10^{12} M_\odot$.

Надежно оценить влияние изменения спектра на свойства гало можно лишь после расчета полномасштабной численной модели. Но главный эффект виден уже из формы дисперсии возмущений плотности нерелятивистской материи $\langle \rho_m \rangle$:

$$\sigma_m^2(M) = \int_0^\infty d^3k P(k) W^2(Rk), \quad (21)$$

$$M = \frac{4\pi}{3} \langle \rho_m \rangle R^3,$$

где $P(k)$ – спектр возмущений, $W(x) = 3(\sin x - x \cos x)/x^3$ – фильтр, соответствующий сферическому гало с радиусом R и массой M . Амплитуда возмущений нормирована условием

$$\sigma_8 = \sigma_m(R_8) = 0.8,$$

$$R_8 = 8h^{-1} \text{ Мпк},$$

$$M(R_8) \simeq 2 \times 10^{14} M_\odot.$$

Эта дисперсия широко используется в модели Пресса–Шехтера [58–63]).

Для стандартного [26, 66] и улучшенного [45] спектров CDM с “холодными” частицами ТМ эта дисперсия аппроксимируется выражениями

$$\sigma_{\text{CDM}} \simeq \frac{3M_{12}^{-0.06}}{1 + 0.7M_{12}^{0.25}}, \quad (22)$$

$$\sigma_{\text{MCDM}} \simeq \frac{7M_{12}^{-0.06}}{1 + 0.8M_{12}^{0.31}}.$$

Наблюдаемые зависимости $v_m(M)$ (18) лучше воспроизводятся спектром (20) с

$$\psi_{\text{cor}}(x) \simeq 1 + \frac{a_c x^4}{1 + 0.3x^4}, \quad a_c \sim 20. \quad (23)$$

Это влияние хорошо иллюстрируется рис. 4, где функции σ_{CDM} и σ_{MCDM} (22) представлены для ψ_{cor} (23) с $a_c = 2$ и $a_c = 20$. Там же представлены три функции $v_m(M)$, полученные для тех же спектров в рамках модели, подобной модели Пресса–Шехтера.

Эти результаты показывают, что часто обсуждаемые различия свойств наблюдаемых галактик и моделируемых гало ТМ [13] не могут объясняться заменой CDM модели на модели со сложным составом ТМ. Рассматривая эти различия в рамках полученных результатов, отметим, что современные наблюдения допускают введение более сложных и, в том числе, переменных в пространстве корректирующих функций $\psi_{\text{cor}}(k, r)$ (23), что позволяет рассматривать возможные нарушения однородности и изотропии расширения Вселенной в масштабах $\leq L_0$ (19). Эти возможности заслуживают более подробного изучения в задачах космического нуклеосинтеза, анализа флуктуаций реликтового излучения, свойств первых галактик и процессов реионизации Вселенной.

В оптимальной модели улучшенный CDM спектр описывает эволюцию структуры Вселенной в масштабах $M_{\text{vir}} \leq 10^{12} M_\odot$, а фракции “горячих” [67] и “теплых” [69] частиц ТМ могут рассматриваться как корректирующий фактор при описании свойств массивных гало ТМ.

Последние оценки массы трех нейтрино в модели $3 + 1$ [70–76],

$$\begin{aligned} m_1 &\simeq (0.82 \pm 0.3) \text{ эВ}, \\ m_2 &\simeq (0.41 \pm 0.26) \text{ эВ}, \\ m_3 &\leq 0.60 \text{ эВ}, \end{aligned} \quad (24)$$

и для стерильного нейтрино $m_{st} \simeq 2.7(1 \pm 0.22) \text{ эВ}$. Эти значения превосходят оценки, полученные по наблюдениям реликтового излучения [77].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненное в настоящей работе сравнение вириальных параметров галактик, групп и скоплений галактик, с параметрами гало ТМ, полученными в численных моделях, показывает следующее:

1. сферические гало ТМ, полученные в численных моделях с наблюдаемым спектром мощности и с массами $M_{vir} \geq 10^{12} M_{\odot}$, хорошо воспроизводят параметры скоплений галактик;

2. полученные в тех же численных моделях сферические гало ТМ с массами $M_{vir} \leq 10^{12} M_{\odot}$ не воспроизводят параметры галактик;

3. эти расхождения устраняются при использовании более сложных спектров мощности возмущений, например, (20) и (23);

4. полученные результаты указывают на вероятное существование в спектре мощности характерного масштаба (19).

Учет влияния вращения гало ТМ (и других факторов) уточняет описание, но требует более сложных и подробных наблюдений. Для дальнейшего продвижения в решении обсуждаемой проблемы необходимы специальные программы наблюдений галактик, групп и скоплений галактик, которые позволят получить более точные оценки их вириальных параметров, а также представительные численные модели со сложными спектрами мощности.

Отметим, что в последнее время подобные работы становятся все более популярными (см., напр., [43, 78]).

Приложение I

ПРОФИЛЬ ПЛОТНОСТИ ГАЛО ТМ

Численные модели указывают, что типичный профиль плотности гало ТМ хорошо описывается простой формулой [51]:

$$\begin{aligned} \rho_{DM} &= \frac{\rho_0}{x(1+x)^2}, \\ M_{DM} &= M_0 f_m(x), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_0 &= 4\pi\rho_0 r_0^3, \\ x &= r/r_0, \end{aligned} \quad (25)$$

$$f_m(x) = \ln(1+x) - \frac{x}{1+x},$$

$$v_0^2 = G \frac{M_0}{r_0}.$$

Две постоянные ρ_0, r_0 (или M_0, v_0), определяют параметры гало ТМ. Часто обсуждаемое отличие наблюдаемого профиля плотности звезд от (25) (core–cusp problem) рассмотрено выше в разделе 4.

При таком профиле плотности гравитационный потенциал $\Phi(x)$ равен

$$\begin{aligned} \Phi(x) &= v_0^2 \phi(x), \\ \phi(x) &= \frac{x}{1+x} - \frac{c_{vir}}{1+c_{vir}} - \frac{f_m(x)}{x}, \\ x &\leq c_{vir}, \end{aligned} \quad (26)$$

таким образом

$$\begin{aligned} \Phi(x) &= -v_0^2 f_m(c_{vir})/x, \\ x = r/r_0 &\geq c_{vir} = R_{vir}/r_0, \end{aligned}$$

где R_{vir} – вириальный радиус.

Профиль плотности (25) требует введения искусственного вириального радиуса. Многочисленные попытки ввести естественное определение вириального радиуса R_{vir} не привели к успеху [79]. По наблюдениям скоплений галактик [31, 34] $c_{vir} \simeq 4 - 7$.

Для профиля плотности (25) круговая скорость v_c слабо зависит от радиуса

$$v_c^2 = GM/r = v_0^2 f_m(x)/x \simeq 0.2v_0^2, \quad 2 \leq x \leq 8. \quad (27)$$

Это значит, что в такой модели наблюдаемая зависимость (1), $v_{vir}(M) \propto M_{vir}^{1/3}$ приводит к зависимости базовых параметров гало ТМ и c_{vir} :

$$v_0 = 2.25v_m, \quad \rho_0 \propto c_{vir}^2 = (R_{vir}/r_0)^2. \quad (28)$$

Эти соотношения связывают базовые параметры гало ТМ (v_0, M_0, r_0, ρ_0) с вириальными параметрами ($R_{vir}, c_{vir}, M_{vir}$), и популяция гало ТМ превращается в однопараметрическую. Эти же соотношения упрощают использование наблюдаемых кривых вращения галактик для определения функции $v_{vir}(M_{vir})$.

Приложение II

КРИВЫЕ ВРАЩЕНИЯ ГАЛО ТМ

Для профиля плотности (25) вдали от центра ($x \geq 2$) гравитационный потенциал меняется

медленно, что позволяет обойтись без знания точного значения вириального радиуса. Особенность (27) профиля плотности гало ТМ (частично) объясняет наблюдения плоского профиля скорости на периферии гало ТМ. Эта же особенность позволяет оценить вириальную массу и круговую скорость гало ТМ (3), не уточняя действительного значения R_{vir} .

Каталоги кривых вращения галактик содержат наблюдаемые дисперсии лучевых скоростей звезд, которые в центрально симметричном гравитационном поле связаны с гравитационным потенциалом и собственными случайными движениями звезд)

$$\sigma_v^2(\xi) = v_0^2 \langle \phi(\xi) \rangle + v_T^2(\xi), \quad (29)$$

где ξ – расстояние от центра гало в картинной плоскости, $v_0^2 \langle \phi(\xi) \rangle$ – потенциал ТМ, осредненный по лучу зрения и $v_T(\xi)$ – скорость случайного движения звезд.

Для рассматриваемой модели (25)

$$\sigma_v^2(\xi) \simeq 0.2v_0^2 + v_T^2(\xi), \quad \xi/r_0 \geq 2,$$

и эта особенность потенциала (26) объясняет наблюдаемую слабую зависимость $\sigma_v^2(\xi)$.

Для 31 карликовой галактики, изученных в работе [38], оценки массы и дисперсии лучевых скоростей на радиусе половины светимости $r_{1/2}$ позволяют сравнить значения $\langle \sigma_v^2(r_{1/2}) \rangle$ и скорости $v_{1/2}^2 = GM(r_{1/2})/r_{1/2}$ на этом радиусе. Для средних величин получаем

$$\langle \sigma_v^2(r_{1/2}) \rangle / v_{1/2}^2 \simeq 0.4, \quad v_T^2 / v_{1/2}^2 \simeq 0.6,$$

и для таких радиусов влияние случайных движений звезд сравнимо с гравитационным потенциалом ТМ. Но вблизи внешней границы радиальные скорости и длина осреднения малы, и $v_T^2(\xi) \ll \sigma_v^2(\xi) \simeq v_{vir}^2$.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа частично выполнена в рамках проекта ФИАН ННГ 41-2020.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензенту за конструктивные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Komatsu, K. M. Smith, J. Dunkley, C. L. Bennett, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **192**, 18 (2011).
2. P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, et al., *Astron. and Astrophys.* **594**, id. A13 (2016).

3. N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, et al., *Astron. and Astrophys.* **641**, id. A6 (2020).
4. M. McQuinn, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 313 (2016).
5. J. S. Bullock and M. Boylan-Kolchin, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **55**, 343 (2017).
6. A. B. Засов, А. С. Сабурова, А. В. Хонерсков, С. А. Хонерсков, *Успехи физ. наук* **187**, 3 (2017).
7. T. Naab and J. P. Ostriker, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **55**, 59 (2017).
8. J. Tumlinson, M. Peebles, and J. Werk, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **55**, 389 (2017).
9. R. Wechsler and J. Tinker, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **56**, 435 (2018).
10. P. Salucci, *Astron. and Astrophys. Rev.* **27**, 2 (2019).
11. J. Zavala and C. S. Frenk, *Galaxies* **7**(4), 81 (2019).
12. J. D. Simon, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **57**, 375 (2019).
13. I. de Martino, S. S. Chakrebarty, V. Cesare, A. Gallo, L. Ostorero, and A. Diaferio, *Universe* **6**, 107 (2020).
14. L. Lovisari, S. Ettori, M. Gaspari, and P. Giles, *Universe* **7**, 139 (2021).
15. T. Ishiyama, *Astrophys. J.* **788**, id. 27 (2014).
16. J. Wang, S. Bose, C. Frenk, L. Gao, A. Jenkins, V. Springel, and S. D. M. White, *Nature* **585**, 39 (2020).
17. A. Bayer, A. Banerjee, and Yu. Feng, *J. Cosmology and Astroparticle Phys.* **2021**(01), id. 016 (2021).
18. E. Di Valentino, L. A. Anchordoqui, O. Akarsu, Y. Ali-Haimoud, et al., *Astroparticle Phys.* **131**, id. 102604 (2021), arXiv:2008.11283 [astro-ph.CO], arXiv:2008.11284 [astro-ph.CO], arXiv:2008.11285 [astro-ph.CO].
19. L. A. Anchordoqui, E. Di Valentino, S. Pan, and W. Yang, *J. High Energy Astrophys.* **32**, 28 (2021).
20. W. Beenakker and D. Venhoek, arXiv:2101.01372 [astro-ph.CO] (2021).
21. S. Chandrasekhar, *Rev. Modern Physics* **15**, 1 (1943).
22. D. Lynden-Bell, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **136**, L101 (1967).
23. J. Fillmore and P. Goldreich, *Astrophys. J.* **281**, 1 (1984).
24. A. Gurevich and K. Zybin, *Physics Uspekhi* **38**, 687 (1995).
25. M. Boylan-Kolchin, V. Springel, S. White, A. Jenkins, and G. Lemson, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **398**, 1150 (2009).
26. A. Klypin, S. Trujillo-Gomez, and J. Primack, *Astrophys. J.* **740**, id. 102 (2011).
27. Klypin, G. Yepes, S. Gottlöber, F. Prada, and S. Heß, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **457**, 4340 (2016).
28. T. J. Armitage, D. J. Barnes, S. T. Kay, Y. M. Bahe, C. Dalla Vecchia, R. A. Crain, and T. Theuns, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **474**, 3746 (2018).
29. L. Lovisari, G. Schellenberger, M. Sereno, S. Ettori, et al., *Astrophys. J.* **892**, id. 102 (2020).
30. C. Sifón, H. Hoekstra, M. Cacciato, M. Viola, F. Kohlinger, R. F. J. van der Burg, D. J. Sand, and M. L. Graham, *Astron. and Astrophys.* **575**, id. A48 (2015).
31. M. Arnaud, E. Pointecouteau, and G. W. Pratt, *Astron. and Astrophys.* **441**, 893 (2005).

32. *E. Pointecouteau, M. Arnaud, and G. W. Pratt*, *Astron. and Astrophys.* **435**, 1 (2005).
33. *G. W. Pratt, M. Arnaud, and E. Pointecouteau*, *Astron. and Astrophys.* **446**, 429 (2006).
34. *J. Merten, M. Meneghetti, M. Postmaan, K. Umetsu, et al.*, *Astrophys. J.* **806**, 4 (2015), arXiv:1404.1376 [astro-ph.CO].
35. *R. Herbonnet, C. Sifón, H. Hoekstra, Y. Bahé, et al.*, arXiv:1912.04414 [astro-ph.CO] (2019).
36. *Z. Zhu, H. Xu, J. Wang, J. Gu, et al.*, arXiv:1511.04699 [astro-ph.CO] (2019).
37. *D. Makarov and I. Karachentsev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **412**, 2498 (2011).
38. *M. G. Walker, M. Mateo, E. W. Olszewski, J. Penarrubia, N. W. Evans, and G. Gilmore*, *Astrophys. J.* **704**, 1274 (2009).
39. *J. S. Gannon, B. T. Dullo, D. A. Forbes, R. M. Rich, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **502**, 3144 (2021).
40. *A. Sipolsand and A. Pavlovich*, *Galaxies* **8**, 36 (2020).
41. *B. Epinat, P. Amram, M. Marcelin, C. Balkowski, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **388**, 500 (2008).
42. *B. Epinat, P. Amram, and M. Marcelin*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **390**, 466 (2008).
43. *D. Bizyaev, D. I. Makarov, V. P. Reshetnikov, A. V. Mosenkov, S. J. Kautsch, and A. V. Antipova*, *Astrophys. J.* **914**, id. 104 (2021).
44. *M. Demiański, A. Doroshkevich, N. Larchenkova, and S. Pilipenko*, *Astron. Rep.* **64**, 883 (2020).
45. *M. Demiański and A. Doroshkevich*, arXiv:2009.04256 [astro-ph.CO] (2020).
46. *J. Shull, B. Smith, and C. Danforth*, *Astrophys. J.* **759**, id. 23 (2012).
47. *G. Voit*, *Adv. Space Research* **36**, 701 (2005).
48. *A. E. Evrard, J. Bialek, M. Busha, M. White, et al.*, *Astrophys. J.* **672**, 122 (2008).
49. *M. Demiański, A. Doroshkevich, and T. Larchenkova*, *Astron. Letters* **46**, 359 (2020).
50. *A. Klypin, I. Karachentsev, D. Makarov, and O. Nasonova*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **454**, 1798 (2015).
51. *J. Navarro, C. Frenk, and S. White*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **275**, 720 (1997).
52. *J. Navarro, C. Frenk, and S. White*, *Astrophys. J.* **490**, 493 (1997).
53. *D. Marchesini, E. D'Onghia, G. Chincarini, C. Firmani, P. Conconi, E. Molinari, and A. Zacchei*, *Astrophys. J.* **575**, 801 (2002).
54. *M. Demiański, A. Doroshkevich, and T. Larchenkova*, *Astron. Letters*, in press (2022).
55. *A. Burkert*, *Astrophys. J.* **447**, L25 (1995).
56. *D. R. Weisz, E. D. Skillman, S. L. Hidalgo, M. Monelli, et al.*, *Astrophys. J.* **789**, id. 24 (2014).
57. *D. R. Weisz, A. E. Dolphin, E. D. Skillman, J. Holtzman, K. M. Gilbert, J. J. Dalcanton, B. F. Williams*, *Astrophys. J.* **789**, id. 147 (2014).
58. *W. Press and P. Schechter*, *Astrophys. J.* **187**, 425 (1974).
59. *J. Bond, S. Cole, G. Efstathiou, and N. Kaiser*, *Astrophys. J.* **379**, 440 (1991).
60. *R. Sheth and G. Tormen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **329**, 61 (2002).
61. *R. Sheth*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **345**, 1200 (2003).
62. *R. Sheth and G. Tormen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **350**, 1385 (2004).
63. *R. Sheth and G. Tormen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **349**, 1464 (2004).
64. *J. Silk*, *Astrophys. J.* **151**, 459 (1968).
65. *Я. Зельдович, И. Новиков, Строение и эволюция Вселенной* (М.: Наука, 1975).
66. *J. Bardeen, J. Bond, N. Kaiser, and A. Szalay*, *Astrophys. J.* **304**, 15 (1986).
67. *A. Doroshkevich, M. Khlopov, R. Sunyaev, A. Szalay, and Ya. Zeldovich*, *Ann. N.Y. Acad. Sci.* **375**, 32 (1981).
68. *G. Blumenthal, H. Pagels, and J. Primack*, *Nature*, **299**, 37 (1982).
69. *M. Viel, J. Lesgourgues, M. Haehnelt, S. Matarrese, and A. Riotto*, *Phys. Rev. D* **71**, id. 063534 (2005).
70. *A. Serebrov, R. Samoilov, and M. Chaikovskii*, arXiv:2109.12385 [hep-ph] (2021).
71. *V. V. Barinov, R. A. Burenin, D. S. Gorbunov, and R. A. Kriwonos*, *Phys. Rev. D* **103**(6), id. 063512 (2021).
72. *V. V. Barinov, B. T. Cleveland, S. N. Danshin, H. Ejiri, et al.*, arXiv:2109.11482 [nucl-ex] (2021).
73. *V. Barinov and D. Gorbunov*, arXiv:2109.14654 [hep-ph] (2021).
74. *N. Fiza, M. Masud, and M. Mitra*, *J. High Energy Phys.* **2021**(09), 16 (2021).
75. *S. Schoppmann*, arXiv:2109.13541 [hep-ex] (2021).
76. *V. Khrushchov and S. Fomichev*, *Universe* **8**, 97 (2022).
77. *A. E. Bayer, F. Villaescusa-Navarro, E. Massara, J. Liu, et al.*, arXiv:2102.05049 [astro-ph.CO] (2021).
78. *G. Parimbelli, G. Scelfo, S. K. Giri, A. Schneider, M. Archidiacono, S. Camera, and M. Viel*, arXiv:2106.04588 [astro-ph.CO] (2021).
79. *A. V. Kravtsov*, *Astrophys. J. Letters* **764**(2), id. L31 (2013).

ОБ УПЛОТНЕНИИ КАТАЛОГА ICRF И НАДЕЖНОСТИ ЕГО СВЯЗИ С КАТАЛОГОМ GAIA

© 2022 г. З. М. Малкин^{1, 2, *}

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Казанский федеральный университет, Казань, Россия

*E-mail: malkin@gaoran.ru

Поступила в редакцию 06.05.2022 г.

После доработки 22.05.2022 г.

Принята к публикации 21.06.2022 г.

В работе исследованы два возможных источника случайных и систематических ошибок нового метода определения параметров взаимной ориентации каталогов положений внегалактических источников, реализующих небесную опорную систему координат International Celestial Reference System (ICRS). Этот метод основан на медианной фильтрации разностей координат общих объектов в сравниваемых каталогах, распределенных по равновеликим ячейкам на небесной сфере, образующим сетку пикселизации. Исследование проведено на базе сравнения последних версий реализации ICRS в радио (International Celestial Reference Frame, ICRF) и оптическом (Gaia-CRF) диапазонах. На основе нескольких вычислительных тестов проверена зависимость результатов определения параметров ориентации между каталогами ICRF и Gaia-CRF от числа ячеек и от смещения сетки пикселизации относительно начала координат по прямому восхождению. Оказалось, что результаты вычислений, полученные в разных тестовых вариантах, заметно различаются, но эти различия находятся в пределах формальных ошибок определения параметров ориентации. Дополнительные тестовые вычисления показали, что основным источником этих различий является неравномерное распределение общих источников сравниваемых каталогов по небесной сфере.

Ключевые слова: астрономические каталоги, сравнение каталогов

DOI: 10.31857/S0004629922090080

1. ВВЕДЕНИЕ

Одна из основных проблем современной фундаментальной астрометрии – создание и поддержание небесной опорной системы координат, в качестве которой Международным астрономическим союзом (МАС) с 1 января 1998 г. принята International Celestial Reference System (ICRS) [1]. Наиболее точными реализациями ICRS в настоящее время являются системы отсчета International Celestial Reference Frame (ICRF), полученная по наземным РСДБ-наблюдениям, и Gaia-CRF (Gaia Celestial Reference Frame), полученная по наблюдениям космического аппарата Gaia. Обе системы отсчета представляют собой каталоги координат компактных внегалактических источников, преимущественно квазаров. Последние версии этих каталогов – ICRF3 [2] и Gaia-CRF3 [3]. В свою очередь, ICRF3 состоит из трех каталогов ICRF3-SX, ICRF3-K и ICRF3-XKa, полученных по наблюдениям в радиодиапазонах S/X, K и X/Ka соответственно. Каталог ICRF3-SX из этих трех каталогов содержит наибольшее число источников и, кроме того, служит продолжением и расшире-

нием предыдущих версий ICRF, тоже составленных по наблюдениям в S/X диапазонах. Поэтому каталог ICRF3-SX в настоящее время рассматривается как определяющий систему ICRF3.

Сравнение каталогов ICRF и Gaia-CRF, прежде всего изучение их систематических разностей, представляет собой одну из наиболее важных тем современных астрометрических исследований. Такое сравнение используется для решения многих задач, особенно таких, как привязка каталога Gaia-CRF к ICRS и анализ систематических ошибок обоих каталогов. В частности, такой анализ служит необходимой частью процесса создания единой многоволновой системы отсчета ICRF, разработка которой является задачей специальной рабочей группы МАС¹. Общие вопросы сравнения астрометрических каталогов рассматривались в [4, 5]. Различные практические аспекты сравнения каталогов ICRF и Gaia-CRF исследовались в [2, 3, 6–14].

¹ https://www.iau.org/science/scientific_bodies/working_groups/329/

При сравнении астрометрических каталогов одну из основных проблем представляют собой аномальные разности (выбросы), которые могут существенно исказить результаты вычислений [7, 10, 13, 15]. В литературе, упомянутой выше, применялись различные методы выделения и исключения выбросов. В работе [16] был предложен новый метод определения параметров взаимной ориентации астрометрических каталогов, основанный на пикселизации небесной сферы с последующим вычислением медианного значения разностей для каждой ячейки сетки пикселизации. Основное преимущество этого метода заключается в том, что при его применении результаты вычислений параметров ориентации практически не зависят от наличия выбросов. Некоторые свойства этого метода более детально исследуются в настоящей работе. Краткое описание самого метода и его основных свойств приведено в разделе 2. В разделе 3 метод исследуется на примере каталогов ICRF3-SX и Gaia-CRF3, а в разделе 4 — на примере искусственных каталогов с симметричным расположением источников относительно экватора. В заключительном разделе 5 обсуждаются полученные результаты.

2. МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ОРИЕНТАЦИИ

В этом разделе кратко описан новый метод определения взаимной ориентации между астрометрическими каталогами, предложенный в [16]. При использовании этого метода вычисления осуществляются в три этапа. На первом этапе проводится пикселизация источников, при которой общие источники сравниваемых каталогов распределяются по сетке равновеликих (равной площади) ячеек на небесной сфере. На втором этапе в каждой ячейке сетки пикселизации вычисляются медианное значение разностей координат источников в двух каталогах и ошибка этого значения. Таким образом формируется новый набор данных с числом псевдоисточников, равным числу ячеек. За координаты этих псевдоисточников могут приниматься как реальные средние значения координат источников, попавших в данную ячейку, так и координаты геометрического центра ячейки. Как показано в [16] и подтверждено последующей практикой, оба варианта приводят к близким результатам. Окончательно параметры ориентации вычисляются путем применения к этому набору псевдоисточников желаемого метода анализа, обычно, разложения по ортогональным функциям.

В рассматриваемой здесь задаче сравнения каталогов необходимое число ячеек (разрешение) сетки пикселизации определяется желательным минимальным числом общих для двух каталогов источников в каждой ячейке. Исходя из результа-

тов тестовых вычислений, представленных в [16] и в следующих двух разделах настоящей работы, можно рекомендовать подбирать параметры сетки пикселизации таким образом, чтобы обеспечить не менее 5–10 источников в каждой ячейке в зависимости от качества сравниваемых каталогов.

В принципе, на первом этапе вычислений можно использовать любой способ пикселизации сферы на ячейки равной площади, суть рассматриваемого метода сравнения каталогов от этого не меняется. В работе [16] предлагается использовать метод SREAG (Spherical Rectangular Equal-Area Grid) [17], который представляется более подходящим для данной задачи, чем, например, широко используемый в астрономических работах метод HEALPix (Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelization) [18], по нескольким причинам, основные из которых следующие:

- сетка SREAG состоит из прямоугольных ячеек, границы которых ориентированы по направлениям сетки координат, например, экваториальных или Галактических, обычно используемых в астрономии;
- сетка SREAG базируется на системе тороидальных колец почти равной ширины, т.е. почти равномерно распределенных по широте (склонению);
- метод SREAG позволяет строить сетки с несравненно большим набором разрешений (как будет показано ниже, это главное преимущество при работе с каталогами координат радиоисточников).

Для обеспечения базовых вычислений по методу SREAG разработано несколько подпрограмм на языке Fortran².

Из других методов пикселизации данных на сфере, кроме обсуждавшихся в [17], можно отметить предложенные в [19, 20].

Основным параметром сетки SREAG является четное число колец N_{ring} , которое связано с числом ячеек N_{cell} как $N_{\text{ring}} = 0.886227\sqrt{N_{\text{cell}}}$. Разрешение сетки в градусах выражается через число колец как $180/N_{\text{ring}}$. Последняя формула позволяет легко определить необходимое число колец сетки исходя из желаемого разрешения.

В методе HEALPix основным параметром сетки является величина N_{side} , которая должна быть степенью 2, включая нулевую ($N_{\text{side}} = 1$). При этом число колец равно $4N_{\text{side}} - 1$, а число ячеек — $12N_{\text{side}}^2$.

² http://www.gaoran.ru/english/as/ac_vlbi/,
<https://github.com/zmalkin4gt/SREAG>

Таблица 1. Параметры сеток пикселизации различного типа и разрешения

SREAG				HEALPix			
N_{ring}	N_{cell}	A_{cell} , кв. град.	N_{min}	N_{side}	N_{ring}	N_{cell}	A_{cell} , кв. град.
6	46	897	32	2	7	48	859
8	82	503	9	4	15	192	215
10	128	322	6	8	31	768	54
12	184	224	2				

Примечание. В столбцах приведены: число колец N_{ring} ; число ячеек N_{cell} ; площадь ячейки A_{cell} ; минимальное число общих источников ICRF3-SX и Gaia-CRF3 в одной ячейке N_{min} ; в правой части таблицы также приведен основной параметр сетки HEALPix N_{side} .

При использовании 32-битной арифметики можно построить более 20 тысяч сеток SREAG с разрешением от 45° до $16''$ ($N_{ring} = 4, 6, 8, \dots, 41068$) против 14 сеток HEALPix с разрешением от 59° до $26''$ ($N_{side} = 2^k, k = 0 \dots 13$) [18]. Это свойство метода SREAG особенно важно при работе с крупномасштабными сетками, потому что позволяет легче подобрать наиболее подходящий для решаемой задачи набор сеток пикселизации с детальной настройкой параметров. Как можно видеть из примеров в последующих разделах работы, при сравнении каталогов ICRF3 и Gaia можно реально рассматривать две сетки SREAG с $N_{ring} = 8$ или 10 и, фактически, ни одной сетки HEALPix – сетка с $N_{side} = 2$ является слишком грубой, а следующая сетка с $N_{side} = 4$, наоборот, имеет слишком мелкие ячейки, при которых нельзя обеспечить необходимое минимальное число источников в каждой ячейке (см. табл. 1).

3. СРАВНЕНИЕ КАТАЛОГОВ ICRF3-SX И GAIA

Для определения параметров взаимной ориентации двух каталогов в этой работе использовался метод разложения разностей координат общих источников в сравниваемых каталогах по векторным сферическим функциям (ВСФ), который наиболее широко используется в настоящее время для таких задач [21–23]. Было использовано разложение по ВСФ первого порядка, что соответствует основным физически значимым параметрам взаимной ориентации между каталогами. Тогда основные параметры взаимной ориентации двух каталогов определяются следующим образом [22]:

$$\begin{aligned} \Delta\alpha^* &= R_1 \cos \alpha \sin \delta + R_2 \sin \alpha \sin \delta - \\ &\quad - R_3 \cos \delta - G_1 \sin \alpha + G_2 \cos \alpha, \\ \Delta\delta &= -R_1 \sin \alpha + R_2 \cos \alpha - G_1 \cos \alpha \sin \delta - \\ &\quad - G_2 \sin \alpha \sin \delta + G_3 \cos \delta, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\mathbf{R}(R_1, R_2, R_3)$ – вектор взаимного поворота и $\mathbf{G}(G_1, G_2, G_3)$ – вектор центрального смещения (в англоязычной литературе – glide [22]). Вектор \mathbf{G} описывает деформацию координат в направлении некоторого центра, например, видимые движения источников, вызванные переменной частью Галактической аберрации, обусловленной вращением Солнечной системы вокруг центра Галактики [24, 25]. Шесть коэффициентов разложения (1) вычисляются методом наименьших квадратов по общим источникам в сравниваемых каталогах.

Добавление в вычисления членов разложения по ВСФ более высокого порядка не меняет существенно результаты, приведенные ниже. Надо заметить, что при применении метода пикселизации SREAG максимально возможный порядок разложения равен $N_{ring}/2$. Поскольку, как показано в [16], результаты определения параметров ориентации этим методом практически независимы от влияния выбросов, в данной работе были использованы все общие источники каталогов ICRF3-SX и Gaia-CRF3.

В левой части табл. 1 приведены параметры нескольких сеток SREAG, которые могут быть использованы при сравнении каталогов ICRF3-SX и Gaia-CRF3. Для сравнения в правой части таблицы приведены параметры первых трех сеток HEALPix. При использовании сетки с $N_{ring} = 14$, $N_{min} = 1$, а при использовании сетки с $N_{ring} = 16$ остаются пустые ячейки, где нет ни одного общего источника. Наличие, в худшем случае, двух источников в ячейке, что наблюдается при использовании сетки с $N_{ring} = 12$, вообще говоря, тоже не дает возможности разумно применять какую-либо статистику, но этот вариант был использован в дальнейших вычислениях для тестовых целей. На рис. 1 приведено распределение по небесной сфере источников сравниваемых каталогов для этих вариантов, а в табл. 2 – результаты вычислений параметров ориентации.

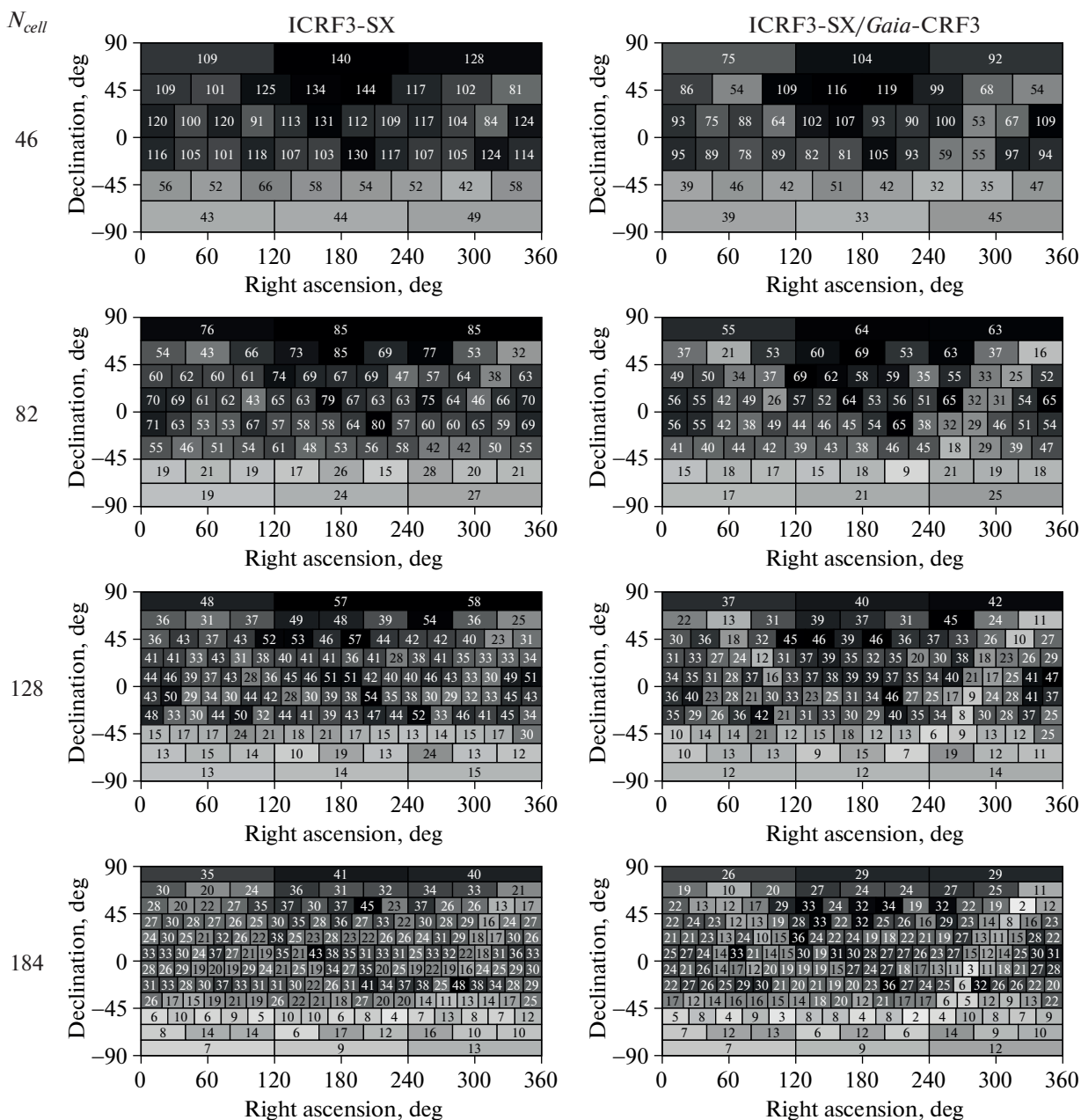


Рис. 1. Распределение по небесной сфере источников ICRF3-SX (левый столбец) и общих источников ICRF3-SX и Gaia-CRF3 (правый столбец) для разного числа ячеек равной площади на небесной сфере N_{cell} . В каждой ячейке указано число попавших в нее источников.

Данные табл. 2 показывают, что вариант пикселизации с 184 ячейками оказывается мало подходящим для данной задачи ввиду недостатка общих источников и их очень неравномерного распределения по ячейкам. Вследствие этого ошибки параметров ориентации оказались значительно больше, чем для сеток с 82 и 128 ячейками. Кроме того, в этом варианте значения некоторых параметров выглядят аномальными, что

может объясняться недостаточной фильтрацией выбросов при столь малом числе источников во многих ячейках сетки пикселизации. Сетка с 46 ячейками выглядит слишком грубой и ее использование тоже приводит к завышенным формальным ошибкам параметров ориентации, скорее всего из-за малого числа ячеек (псевдоисточников). Варианты сетки пикселизации с 82 и 128 ячейками выглядят оптимальными для дан-

Таблица 2. Параметры взаимной ориентации каталогов ICRF3-SX и Gaia-CRF3 для разного числа ячеек равной площади на небесной сфере N_{cell} (мкс дуги)

N_{cell}	R_1	R_2	R_3	G_1	G_2	G_3
46	12.5 ± 13.7	14.4 ± 13.4	-9.7 ± 12.1	-8.4 ± 13.2	-5.1 ± 12.3	13.2 ± 13.6
82	21.3 ± 11.6	27.4 ± 10.6	-4.8 ± 10.0	1.3 ± 10.5	-3.4 ± 10.2	12.6 ± 11.4
128	15.6 ± 12.2	20.7 ± 11.0	-0.7 ± 10.0	-2.1 ± 10.7	-2.9 ± 10.8	7.4 ± 11.5
184	55.1 ± 14.3	26.3 ± 14.0	-7.5 ± 13.4	2.2 ± 14.0	-20.9 ± 13.3	49.2 ± 14.4

Таблица 3. Зависимость параметров взаимной ориентации каталогов ICRF3-SX и Gaia-CRF3 от смещения сетки пикселизации по прямому восхождению (Shift) для разного числа ячеек равной площади на небесной сфере N_{cell} (мкс дуги)

Shift, °	N_{cell}	R_1	R_2	R_3	G_1	G_2	G_3
6	82	15.0 ± 11.9	24.1 ± 11.3	-3.3 ± 10.2	2.4 ± 11.0	-8.0 ± 10.6	4.7 ± 11.6
	128	7.4 ± 11.8	23.0 ± 11.0	4.2 ± 10.3	-5.2 ± 10.7	-3.6 ± 10.6	14.7 ± 11.6
12	82	14.4 ± 12.1	25.4 ± 11.7	-7.0 ± 10.5	-2.3 ± 11.1	-4.0 ± 11.1	10.7 ± 12.1
	128	6.2 ± 12.1	23.3 ± 11.4	0.8 ± 10.6	-6.2 ± 11.1	-2.5 ± 11.1	7.7 ± 11.8
18	82	10.9 ± 11.9	29.2 ± 11.4	-5.5 ± 10.3	-2.2 ± 11.0	0.1 ± 10.8	11.9 ± 11.8
	128	14.5 ± 12.3	28.5 ± 11.4	-6.4 ± 10.3	-4.6 ± 10.8	1.2 ± 11.1	17.6 ± 11.7

ных каталогов. Результаты, полученные для этих вариантов, оказались очень близки, как в отношении значений параметров ориентации, так и в отношении их ошибок.

Вторым тестом для выявления возможных ошибок рассматриваемого метода сравнения каталогов стала проверка зависимости результатов вычисления параметров ориентации от разворота сетки пикселизации по прямому восхождению. Для этого были повторены предыдущие вычисления для двух оптимальных сеток с 82 и 128 ячейками, повернутыми на углы 6°, 12° и 18° по прямому восхождению. Результаты вычислений в этих вариантах, представленные в табл. 3, и их сопоставление с данными табл. 2 показывают, что параметры ориентации, определенные в разных тестовых вариантах, заметно отличаются между собой, хотя, строго говоря, наблюдаемые различия остаются в пределах ошибок определения.

Наиболее вероятная причина зависимости параметров взаимной ориентации каталогов ICRF3-SX и Gaia-CRF3 от конфигурации вычислительной схемы заключается в сильной неравномерности распределения общих источников в сравниваемых каталогах по небесной сфере (рис. 1). Поскольку эта зависимость выглядит несколько слабее для сетки с 82 ячейками, можно предположить, что для большей устойчивости решения желательно иметь больше источников в каждой ячейке сетки пикселизации, что, в общем, понят-

но априори. Для проверки этих предположений были проведены дополнительные тесты с искусственными каталогами, приведенные в следующем разделе.

4. СРАВНЕНИЕ ТЕСТОВЫХ КАТАЛОГОВ

В результатах, представленных в предыдущем разделе, прослеживается зависимость параметров ориентации между каталогами ICRF3-SX и Gaia-CRF3 от числа ячеек сетки пикселизации и поворота сетки относительно начала координат. Эту зависимость можно считать существенной, хотя формально различия между параметрами, вычисленными в разных вариантах, не являются статистически значимыми. Как отмечалось выше, наиболее вероятная причина этой зависимости заключена в неравномерности распределения источников по небу. Как видно из рис. 1, основными факторами этого эффекта являются асимметрия север-юг и разрежение в области Галактического экватора. Причем последнее характерно как для каталогов ICRF, полученных методом РСДБ, так и оптических каталогов Gaia. Таким образом, долготная неравномерность распределения общих источников ICRF и Gaia-CRF носит, можно сказать, объективный характер. В свою очередь асимметрия север-юг характерна только для РСДБ-каталогов и объясняется, в первую очередь, неравномерным распределением наблюдательных станций по поверхности Зем-

Таблица 4. Параметры взаимной ориентации тестовых каталогов для разного числа ячеек равной площади на небесной сфере N_{cell} (мкс дуги)

N_{cell}	N_{min}	R_1	R_2	R_3	G_1	G_2	G_3
46	99	0.6 ± 9.7	-0.2 ± 9.0	-4.7 ± 8.2	-6.8 ± 8.7	1.7 ± 8.5	-0.5 ± 9.7
82	34	0.2 ± 8.5	0.1 ± 7.7	-3.5 ± 7.0	-2.4 ± 7.5	8.3 ± 7.2	-0.1 ± 8.4
128	22	0.1 ± 8.4	0.0 ± 7.8	1.1 ± 7.0	-3.3 ± 7.6	1.1 ± 7.2	0.0 ± 8.4

Таблица 5. Зависимость параметров взаимной ориентации тестовых каталогов от смещения сетки пикселизации по прямому восхождению (Shift) для разного числа ячеек равной площади на небесной сфере N_{cell} (мкс дуги)

Shift, °	N_{cell}	R_1	R_2	R_3	G_1	G_2	G_3
6	82	0.1 ± 8.3	0.0 ± 7.8	-2.4 ± 7.2	-9.4 ± 7.6	1.0 ± 7.3	-0.1 ± 8.4
	128	0.1 ± 8.4	0.0 ± 7.9	3.2 ± 7.2	-7.4 ± 7.7	-2.1 ± 7.4	-0.1 ± 8.4
12	82	0.0 ± 9.3	0.1 ± 9.0	-1.8 ± 8.1	-8.3 ± 8.5	0.1 ± 8.4	0.0 ± 9.5
	128	0.1 ± 8.1	0.0 ± 7.6	-1.8 ± 7.0	-7.3 ± 7.3	4.2 ± 7.3	0.0 ± 8.1
18	82	0.2 ± 9.0	0.1 ± 8.7	-1.6 ± 7.7	-8.7 ± 8.1	3.8 ± 8.1	-0.1 ± 9.2
	128	0.0 ± 8.0	0.1 ± 7.5	-1.9 ± 6.7	-7.5 ± 7.0	5.7 ± 7.1	0.0 ± 8.0

ли. По мере ввода в строй новых РСДБ-станций в южном полушарии и интенсификации наблюдательных программ с участием южных станций этот недостаток каталога ICRF постепенно исправляется.

В работе [16] для оценки влияния этого эффекта были проведены тестовые вычисления с каталогом OCARS [26]. Каталог OCARS содержит в два с лишним раза больше общих источников с Gaia-CRF3, чем ICRF3-SX, но их распределение по небу тоже не вполне равномерно, хотя и лучше, чем это наблюдается для каталога ICRF3-SX. Поэтому в настоящей работе в качестве тестового был сделан искусственный каталог, в котором скорректирована асимметрия вида север-юг. Этот каталог был получен объединением исходного каталога ICRF3-SX и его зеркального отражения относительно экватора. Для вычисления параметров ориентации таким же образом был получен тестовый каталог общих источников ICRF3-SX и Gaia-CRF3. Таким образом, тестовые искусственные каталоги содержат в два раза больше источников, чем исходные, с их симметричным расположением относительно экватора, как показано на рис. 2. При этом следует учесть, что для тестовых каталогов, построенных описанным образом, число выбросов также удвоилось, что может налагать более жесткие требования к минимальному числу источников в ячейке. С этими тестовыми каталогами были проведены такие же вычисления, как с реальными каталогами ICRF3-SX и Gaia-CRF3, описанные в преды-

дущем разделе. Результаты этих вычислений приведены в табл. 4 и 5.

Сравнение данных табл. 4 и 2 показывает, что для тестовых каталогов зависимость параметров ориентации от числа ячеек сетки пикселизации N_{cell} намного слабее, чем для реальных каталогов. Также можно отметить уменьшение ошибок параметров ориентации примерно в полтора раза. Сами коэффициенты разложения по ВСФ, полученные для тестовых каталогов, не имеют в данном случае научного смысла. Важны их ошибки и разброс между вариантами вычислений в сравнении с результатами, полученными с реальными каталогами (раздел 3).

Аналогичные выводы можно сделать из сравнения табл. 5 и 3. Зависимость параметров ориентации от смещения сетки пикселизации по прямому восхождению для тестовых каталогов также оказалась намного слабее, чем для реальных каталогов. Случайные ошибки определения параметров ориентации тоже оказались почти в полтора раза меньше, чем они были при вычислениях с реальными каталогами.

Отметим в заключение этого раздела, что трудно сделать тестовый каталог и с практически равномерным распределением источников по небесной сфере, но, во-первых, реализация такого каталога на практике мало реалистична, а во-вторых, такой тест мало интересен, поскольку предсказуемо не покажет сколь-нибудь значимых отличий между результатами тестовых вычислений, описанных выше.

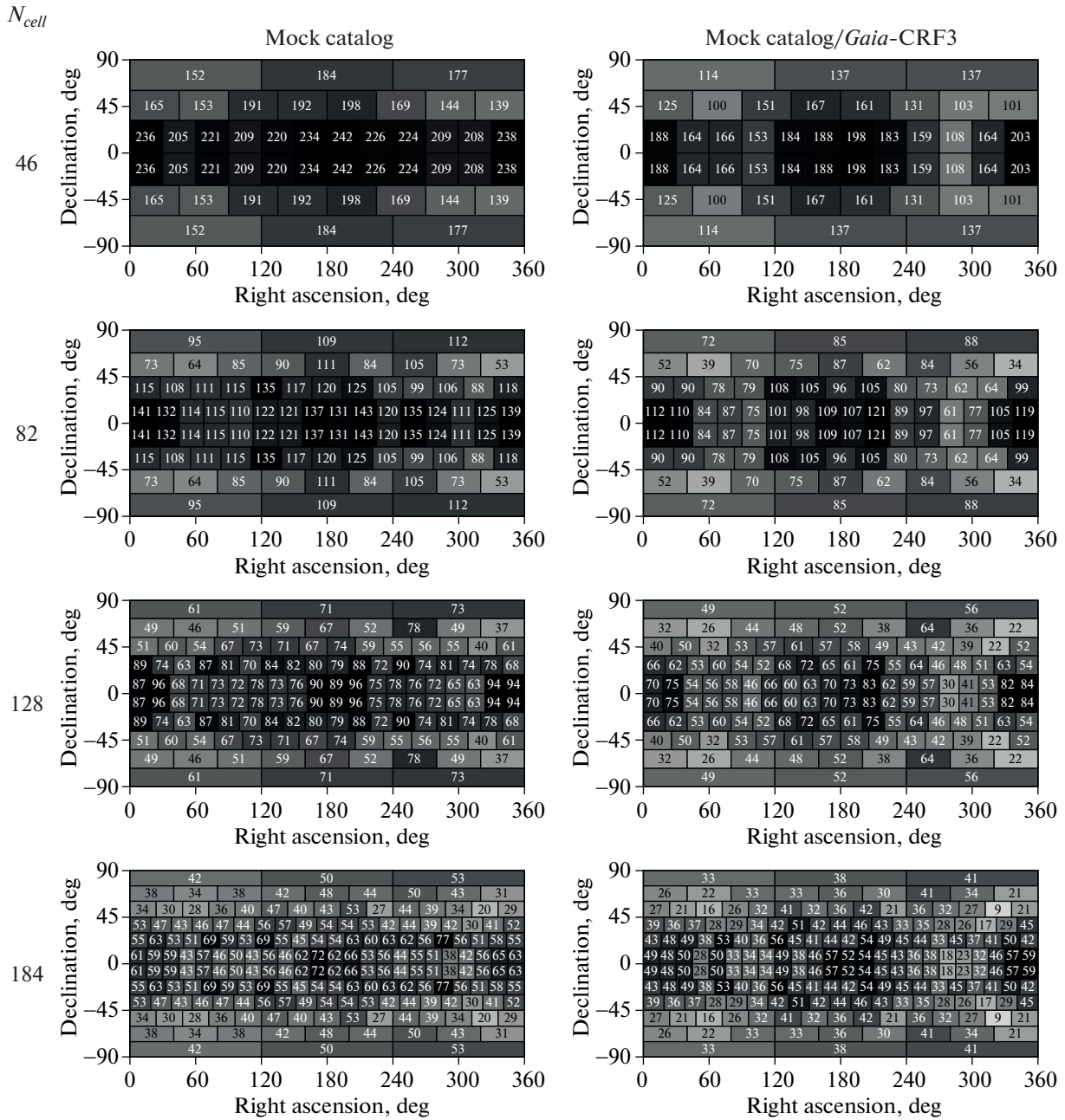


Рис. 2. Распределение по небесной сфере источников тестового каталога (левый столбец) и общих источников тестового каталога и Gaia-CRF3 (правый столбец) для разного числа ячеек равной площади на небесной сфере N_{cell} . В каждой ячейке указано число попавших в нее источников.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сопоставляя результаты вычислений параметров взаимной ориентации каталогов ICRF3-SX и Gaia-CRF3 с использованием различных параметров сетки пикселизации и ее ориентации относительно начала координат по прямому восхождению, представленные в табл. 2 и 3, можно сделать вывод, что реальная точность параметров ориентации составляет порядка 10 мкс дуги, что

соответствует формальной ошибке параметров. Близкая величина формальных ошибок параметров ориентации была получена в [2] при сравнении каталогов ICRF3-SX и Gaia-CRF2.

С другой стороны, можно существенно улучшить точность и устойчивость (в первую очередь к неравномерному распределению источников по небесной сфере) рассматриваемого метода определения параметров взаимной ориентации ката-

логов, если вычислить параметры ориентации для нескольких случаев поворотов сетки пикселизации относительно системы экваториальных координат в различных направлениях и затем усреднить полученные результаты. Этот прием можно рассматривать как аналог метода бутстрепа, широко применяющегося в статистике, в том числе при обработке астрономических данных. При этом полученный результат останется практически свободным от влияния выбросов.

Таким образом, неравномерное распределение по небесной сфере общих источников каталогов ICRF и Gaia является основной причиной найденной (пусть небольшой и статистически незначимой) неустойчивости процедуры определения параметров взаимной ориентации между этими каталогами. При этом можно выделить две основные причины неравномерного распределения общих источников: дефицит источников в южной части неба для каталога ICRF и разрежение в области Галактического экватора в обоих каталогах. В каталоге Gaia-CRF3 практически нет источников в области Галактического экватора и в остальных областях плотность источников (число источников на квадратный градус) растет по мере приближения к полюсам Галактики [3, Fig. 4]. В каталоге ICRF разрежение источников в области Галактического экватора тоже наблюдается, но менее выражено, а в каталоге OCARS этот эффект вообще мало заметен [26, Fig. 1]. Поэтому, в частности, каталог OCARS может быть использован как источник кандидатов в ICRF для “точечного” заполнения наиболее разреженных областей в каталоге ICRF. Поскольку в этом каталоге имеются данные об оптических величинах астрометрических радиоисточников и данные идентификации радиоисточников с каталогом Gaia, это дает дополнительные возможности для выбора кандидатов в будущие источники ICRF, которые могут также усилить связь радио и оптической реализации ICRS.

Из сравнения результатов, полученных в разделе 3 по реальным каталогам и в разделе 4 по искусственным каталогам, следует, что повышение числа источников в каталоге ICRF (потому что именно оно определяет, в первую очередь, число общих источников в каталогах ICRF и Gaia) и улучшение равномерности их распределения по небу значительно повышают точность и устойчивость параметров ориентации между радио и оптическими системами отсчета. Разумеется, речь идет о радиоисточниках, доступных для наблюдений телескопом Gaia. Особенно важно добавление в ICRF новых источников в южной части небесной сферы, особенно таких, которые входят в каталог Gaia. При этом целесообразно включать в программу расширения ICRF источники, слабые в радиодиапазоне. Хотя такие источники требуют дополнительных усилий при РСДБ-набледи-

ях, они позволят, в конечном итоге, повысить качество каталога ICRF.

Для более детального выделения регионов небесной сферы, где новые источники необходимы в первую очередь, можно рекомендовать анализ распределения источников по равновеликим ячейкам сетки пикселизации SREAG. Это позволяет численно анализировать равномерность распределения источников по небесной сфере практически с любым желательным разрешением и выделять области неба, которые в первую очередь нуждаются в дополнении новыми источниками.

При построении новых версий ICRF не менее важно стремиться к равномерному распределению ошибок координат источников по небесной сфере. Для анализа соответствующих данных можно аналогично представить распределение ошибок координат источников ICRF по равновеликим ячейкам и таким образом численно проанализировать степень равномерности (неравномерности) их распределения и детального определения областей небесной сферы, где в первую очередь требуются дополнительные наблюдения источников ICRF для улучшения равномерности распределения их ошибок по небу.

Результаты, полученные в разделе 3 (табл. 2, $N_{\text{cell}} = 82, 128$), имеют самостоятельный интерес, поскольку представляют, по-видимому, первое такое сравнение каталогов ICRF3 и Gaia-CRF3. Полученные результаты выявили значительные (статистически значимые) составляющие вектора взаимного поворота R_1 и R_2 порядка 20–25 мкс дуги. Третий компонент вектора поворота R_3 и все три составляющие вектора центрального смещения \mathbf{G} оказались статистически незначимыми. Ошибки всех шести коэффициентов ориентации составили около 10–12 мкс дуги, что несколько лучше ошибок определения параметров ориентации ICRF3-SX и Gaia-CRF2, полученных в [10] (соответствующих данных для Gaia-CRF3 пока не опубликовано).

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен анонимному рецензенту за полезные замечания по первоначальному варианту статьи. При подготовке статьи использовалась реферативная база SAO/NASA Astrophysics Data System³ (ADS). Рисунки были подготовлены с помощью программы gnuplot⁴.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. Feissel and F. Mignard*, *Astron. and Astrophys.* **331**, L33 (1998).

³ <https://ui.adsabs.harvard.edu/>

⁴ <http://www.gnuplot.info/>

2. P. Charlot, C. S. Jacobs, D. Gordon, S. Lambert, et al., *Astron. and Astrophys.* **644**, id. A159 (2020), arXiv:2010.13625 [astro-ph.GA].
3. Gaia Collaboration, S. A. Klioner, L. Lindegren, F. Mignard, J. Hernández, et al., *Astron. and Astrophys.* arXiv:2204.12574 [astro-ph.IM] (2022).
4. H. G. Walter and O. J. Sovers, *Astrometry of fundamental catalogues: the evolution from optical to radio reference frames* (Heidelberg: Springer-Verlag, 2000).
5. V. V. Vityazev, *Analysis of astrometric catalogues using spherical functions* (St. Petersburg, Russia: St. Petersburg State University, 2017).
6. F. Mignard, S. Klioner, L. Lindegren, U. Bastian, et al., *Astron. and Astrophys.* **595**, id. A5 (2016), arXiv:1609.07255 [astro-ph.IM].
7. J. Frouard, M. C. Johnson, A. Fey, V. V. Makarov, and B. N. Dorland, *Astron. J.* **155**, 229 (2018), arXiv:1804.10240 [astro-ph.GA].
8. N. Liu, Z. Zhu, and J. C. Liu, *Astron. and Astrophys.* **609**, id. A19 (2018).
9. N. Liu, S. B. Lambert, and Z. Zhu, *Astron. and Astrophys.* **620**, id. A160 (2018).
10. F. Mignard, S. A. Klioner, L. Lindegren, J. Hernández, U. Bastian, and A. Bombrun, *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A14 (2018), arXiv:1804.09377 [astro-ph.GA].
11. M. Karbon and A. Nothnagel, *Astron. and Astrophys.* **630**, id. A101 (2019), arXiv:1908.11697 [astro-ph.IM].
12. V. V. Makarov, C. T. Berghea, J. Frouard, A. Fey, and H. R. Schmitt, *Astrophys. J.* **873**, id. 132 (2019), arXiv:1811.10117 [astro-ph.GA].
13. D. Mayer and J. Böhm, in *International Association of Geodesy Symposia book series* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2020).
https://doi.org/10.1007/1345_2020_99
14. N. Liu, S. B. Lambert, Z. Zhu, and J.-C. Liu, *Astron. and Astrophys.* **634**, id. A28 (2020), arXiv:1912.07396 [astro-ph.IM].
15. O. Titov and S. Lambert, *Astron. and Astrophys.* **559**, id. A95 (2013), arXiv:1310.2723 [astro-ph.IM].
16. Z. Malkin, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **506**, 5540 (2021), arXiv:2107.08967 [astro-ph.IM].
17. Z. Malkin, *Astron. J.* **158**(4), id. 158 (2019), arXiv:1909.04701 [astro-ph.IM].
18. K. M. Górski, E. Hivon, A. J. Banday, B. D. Wandelt, F. K. Hansen, M. Reinecke, and M. Bartelmann, *Astrophys. J.* **622**, 759 (2005), arXiv:astro-ph/0409513.
19. R. G. Crittenden, *Astrophys. Letters and Commun.* **37**, 377 (2000), arXiv:astro-ph/9811273.
20. J. A. Kegerreis, V. R. Eke, P. Gonnet, D. G. Korycansky, R. J. Massey, M. Schaller, and L. F. A. Teodoro, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **487**, 5029 (2019), arXiv:1901.09934 [astro-ph.EP].
21. V. V. Makarov and D. W. Murphy, *Astron. J.* **134**, 367 (2007), arXiv:0705.3267 [astro-ph].
22. F. Mignard and S. Klioner, *Astron. and Astrophys.* **547**, id. A59 (2012), arXiv:1207.0025 [astro-ph.IM].
23. V. V. Vityazev and A. S. Tsvetkov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **442**, 1249 (2014).
24. S. Kopeikin and V. Makarov, *Astron. J.* **131**, 1471 (2006).
25. Z. Malkin, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **445**, 845 (2014), arXiv:1409.0504 [astro-ph.IM].
26. Z. Malkin, *Astrophys. J. Suppl.* **239**, id. 20 (2018), arXiv:1810.06029 [astro-ph.IM].

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ФРИДМАНА В МОДИФИЦИРОВАННОМ ЭНТРОПИЙНОМ ФОРМАЛИЗМЕ ШАРМЫ–МИТТАЛА

© 2022 г. А. В. Колесниченко^{1, *}, М. Я. Маров²

¹ Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

² Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 26.09.2021 г.

После доработки 21.06.2022 г.

Принята к публикации 21.06.2022 г.

В работе с помощью формализма Верлинда рассмотрено несколько сценариев эволюции Вселенной Фридмана–Робертсона–Уокера, которые возможны в рамках энтропийной космологии, основанной на новой модификации энтропийной меры Шарма–Миттала. Исследование, проводимое в рамках неэкстенсивной статистической теории, использует несколько энтропийных мер, ассоциированных с горизонтом Вселенной из-за хранящихся там голографических данных. Сконструировано несколько вариантов обобщенных уравнений Фридмана, которые могут служить эффективной теоретической основой для описания динамической эволюции плоской, однородной и изотропной Вселенной, порождая многообразные формы заключенной в ней материи. Предложенный подход, связанный с использованием вероятностных неэкстенсивных аспектов космологического горизонта Вселенной, соответствует известным основным требованиям, предъявляемым к термодинамическому моделированию динамического поведения космического пространства без привлечения концепции гипотетической темной энергии.

Ключевые слова: обобщенные уравнения Фридмана, энтропийные меры Шарма–Миттала и Барроу, космология

DOI: 10.31857/S0004629922100085

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди множества сценариев ускоренного расширения Вселенной большое внимание совсем недавно привлекла “энтропийная космология”, согласно которой гравитация воспринимается как своего рода сила, связанная с ростом энтропии. В энтропийной космологии предполагается, что температура и энтропия на поверхности, ассоциируемой с горизонтом Вселенной, обусловлена хранящимися на этой поверхности голографическими данными. Понятие космологической энтропийной силы впервые было предложено в работе [1], в которой гравитация объясняется через энтропию, т.е. имеет термодинамическое происхождение [2–4]. Было показано, что исходя из голографического принципа образования пространства-времени¹ неизбежно возникает гравитация, которая отождествляется с энтропийной

силой $F_s = -TdS/dr$, обусловленной увеличением энтропии², связанным с ростом площади, занимаемой материальными телами. В рамках гипотезы Верлинде [5] была разработана эвристическая теория ускоренного расширения Вселенной, базирующаяся на энтропийной силе. Авторами этой работы было показано, что наряду с традиционным объяснением ускорения Вселенной, основанном на наличии управляющей силы в уравнениях Фридмана, обусловленной гипотетической темной энергией, возможна альтернативная интерпретация ее динамической эволюции, связанная с наличием отталкивающей энтропийной силы, которая возникает при росте информации на экране поверхности хаббловского горизонта [6, 7]. Оказалось, что при таком подходе физическое

¹ Под голографией в космологии понимается информация о Вселенной, закодированная на поверхностном экране, расположенном на горизонте событий (области пространства-времени), который трактуется как двумерная поверхность Вселенной (см., например, [37]).

² Согласно голографическому принципу, энтропия хранится на голографических экранах, а рост информации, связанный с увеличением поверхности Вселенной, занимаемой материальными телами, приводит к увеличению энтропии; отсюда возникновение градиента энтропии (энтропийной силы), направленного против увеличения радиуса указанной площади поверхности.

понимание процесса ускорения Вселенной вполне объяснимо без привлечения концепции темной энергии как некоей постулируемой среды с отрицательным давлением.

Наконец, в целом ряде работ (см., например, [8–31]), посвященных энтропийной космологии, были рассмотрены сценарии эволюции Вселенной под влиянием энтропийных сил различной природы. В этих исследованиях, наряду с температурой де Ситтера [32], используются различные энтропии, ассоциированные с космологическим горизонтом Вселенной. Это энтропия Бекенштейна–Хокинга [6]; равномерно распределенные по степеням свободы неэкстенсивные энтропии Тсаллиса–Чирто [33], Каниадакиса [30, 34] и Барроу [2, 35]; модифицированная энтропия Реньи [18, 21, 36]; модифицированная энтропия Шарма–Миттала [4, 25]. При этом в уравнениях общей теории относительности Эйнштейна вместо космологической постоянной Λ появляются дополнительные управляющие члены, связанные с используемой энтропией. С помощью видоизмененных подобным образом уравнений Фридмана было показано, что основанные на них модели теоретически могут объяснить, в частности, текущую ускоренную фазу Вселенной, поскольку хорошо согласуются с данными по сверхновым звездам (см., например, [38]). Важно также отметить, что обнаруженное ускорение Вселенной является сравнительно небольшим (порядка постоянной Хаббла), в отличие от его огромного значения, предсказываемого квантовой теорией поля в сочетании с общей теорией относительности³. Как видим, изучение влияния энтропийных сил на эволюцию Вселенной представляет несомненный интерес, поскольку из-за отталкивающего (антигравитационного) действия именно эти силы могут сыграть роль темной энергии как в форме космологической постоянной, так и в форме скалярных полей [39].

В настоящей работе, мотивированной результатами исследований [4, 25], для объяснения эволюции ускоренно расширяющейся Вселенной в рамках неэкстенсивных статистических теорий используется температура де Ситтера и неэкстенсивные энтропийные меры, ассоциированные с горизонтом Вселенной из-за голографически хранящейся там информации [24, 36, 38, 40]. Эффективность использования неэкстенсивных ста-

тистик в космологическом контексте, необходимость привлечения которых возникает из-за далекодействующей природы гравитации, заключается в появлении дополнительных параметров неэкстенсивности в выражениях для энтропийных сил. Это позволяет выбрать подходящие их значения при конструировании наиболее вероятных сценариев эволюции Вселенной.

Нами предложена новая модификация энтропийной меры Шарма–Миттала (см. [41, 42]), описывающая эволюцию неэкстенсивной плоской Вселенной и обобщающая модифицированные энтропии Реньи и Тсаллиса, которые были использованы ранее в работах [25, 30, 43]. При этом в модифицированной энтропии Шарма–Миттала⁴ предлагается использовать вместо традиционной энтропии Бекенштейна–Хокинга [5] энтропию Барроу [35], отвечающую квантовым гравитационным эффектам горизонта Вселенной [38, 44, 45].

На основе модифицированной энтропии Шарма–Миттала сконструировано несколько вариантов обобщенных уравнений Фридмана–Робертсона–Уокера, которые содержат дополнительные управляющие силы, соответствующие изменяющемуся во времени космологическому члену и зависящие от конкретной формы энтропии, изначально выбранной для описания гравитационных эффектов. В работе также отмечается совместимость этих сценариев эволюции неэкстенсивной Вселенной с имеющимися данными космологических наблюдений [24, 36]. Полученные на основе формализма обобщенной энтропии Шарма–Миттала результаты соответствуют основным требованиям, предъявляемым к термодинамическому моделированию динамической эволюции Вселенной в терминах неэкстенсивной энтропии, включая далекодействующие взаимодействия, такие как гравитация и антигравитация.

2. ИСХОДНЫЕ ЭНТРОПИЙНЫЕ МЕРЫ НА ГОЛОГРАФИЧЕСКОМ ГОРИЗОНТЕ ВСЕЛЕННОЙ

Основное исходное положение теории Верлинде заключается в том, что “квантово-запутанная пространственно-временная информация” части Вселенной подчиняется голографическому принципу. Согласно этому положению, информация может храниться на голографическом экране (мембране) в любом месте вокруг материальных тел. Как известно, в физике черных дыр

³ Отождествление космологической постоянной с энергией вакуума не позволяет, к сожалению, проникнуть в существо темной энергии и приводит к пока неразрешимой проблеме, которая заключается в том, что наблюдаемое значение плотности темной энергии, $\rho_{\Lambda_{obs}} \approx (10^{-3} \text{ eV})^4$, и ее теоретически предсказанное значение, $\rho_{\Lambda_{th}} \approx 10^{18} (\text{Gev})^4$, отличаются на 120 порядков (здесь $v = v(\phi)$ — потенциал скалярного поля ϕ (инфлатона) [39]).

⁴ “Новая модификация” энтропии Шарма–Миттала базируется на неэкстенсивной энтропии Барроу, которая заменяет обычную энтропию Бекенштейна–Хокинга, используемую в энтропийном формализме, разработанном в работах [20, 43].

существует представление о хранении информации на горизонте событий черной дыры. По аналогии с термодинамическими характеристиками горизонта событий черной дыры, описываемой своими температурой и энтропией, в энтропийной космологии также предполагается, что область расширяющейся пространственно плоской Вселенной имеет температуру и связанную с ней ассоциированную энтропию Бекенштейна–Хокинга (Б–Х). При этом информация закодирована в самой структуре пространства и само пространство является возникающим (эмерджентным). Исходя из этих предпосылок стал возможным вывод появляющихся вместе с самим пространством законов механики (что и сделал Верлинде в цитируемой в этом разделе работе). Между телами и в окружающем пространстве плотность энтропии, ассоциированная с этими телами, изменяется (увеличивается). Рост энтропии сопровождается притяжением тел, что, согласно второму закону термодинамики, является переходом в более вероятное состояние. По этой причине гравитацию можно воспринимать, как некую энтропийную силу, вызванную изменением количества информации, связанной с положением материальных тел в пространстве. Возникновение подобной бесконтактной силы можно объяснить в какой-то степени аналогией с осмосом через полупроницаемую мембрану.

Представление о возникновении энтропийной силы на голографическом горизонте расширяющейся плоской Вселенной, имеющем ассоциированную энтропию и температуру, приводит к энтропийной космологии, которая предполагает, что именно энтропийная сила ответственна за явление ускоренного расширения Вселенной. По этой причине неоднозначная составляющая темной энергии как в форме космологической постоянной Λ , так и в форме скалярных полей, может быть опущена в уравнениях Фридмана.

2.1. Эффективное действие, энтропия и поверхностные члены

В энтропийной космологии рассматриваются феноменологические модели ускоряющейся Вселенной под влиянием энтропийных сил. При этом изначально предполагается, что общая теория относительности (ОТО) верна и ее можно получить как любую фундаментальную теорию, из вариационного принципа с использованием ковариантного действия Эйнштейна–Гильберта, включающего действие материи и излучения, а также поверхностные члены, которые обычно игнорируются в классической ОТО, поскольку они не меняют физику в пространстве-времени Минковского. Однако при моделировании гравитационной системы, у которой есть горизонт, поверхностные члены могут играть существен-

ную роль в ее эволюции. С учетом этого замечания скалярное действие гравитационной системы, включающее материальные поля и условия на ее поверхности, описывается выражением

$$I = \int_M (R + L_m) + \oint_{\partial M} L_b,$$
 где R – скалярная кривизна пространства-времени, L_m – материальный лагранжиан, L_b – лагранжиан, описывающий обмен энергией и импульсом между объемом и границей [21]. В классической ОТО лагранжиан L_b описывается дельта-функцией, чтобы удовлетворить локальности теории. Однако в рамках энтропийной космологии этот член, связанный с голографическим описанием физики двумерной поверхности Вселенной, является нелокальным эффектом, который соотносится с энтропийной силой во Вселенной.

Таким образом, в энтропийной космологии действие I также может быть использовано для описания голографической картины эволюции Вселенной. Его варьирование по метрике $g_{\mu\nu}$ приводит к следующему видоизмененному уравнению поля Эйнштейна в ОТО за счет *дополнительного члена с поверхностной энергией*:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} + \text{граничные члены},$$

где $R_{\mu\nu}$ – тензор Риччи, $T_{\mu\nu}$ – тензор энергии-импульса. В ОТО поверхностными членами пренебрегают, однако они имеют существенное значение, когда имеется горизонт ускорения [23]. Для изотропной и однородной Вселенной в случае плоского гиперпространства из видоизмененного уравнения поля Эйнштейна следует уравнение, связывающее ускорение масштабного фактора a с замедлением энергетического содержания и ускорением от поверхностных сил [10] $\frac{1}{a} \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3P}{c^2} \right) + a_{\text{поверх}}/d_H$, где $a(t)$ – масштабный фактор; $a_{\text{поверх}}$ – ускорение поверхности горизонта, $d_H = c/H$ – масштабная шкала горизонта Хаббла.

В настоящее время существует несколько подходов к определению формы поверхностного члена в этом уравнении [21, 23]. Следует, однако, отметить, что несмотря на то, что моделирование поверхностных членов в этом уравнении является побуждающим мотивом к построению строгой теории, которую можно применить ко всем пространствам-временам независимо от их асимптотического поведения или типа горизонтов, существующие на сегодня “рабочие” энтропийные модели являются все же феноменологическими, поскольку получают, как правило, без строгого обоснования.

Начнем с того, что рассмотрим (в качестве примера моделирования поверхностного члена) подход Верлинде, базирующийся на энтропийной силе, связанной с ростом энтропии Б–Х из-за изменения количества информации, хранящейся голографически на поверхности горизонта Вселенной, и который естественным образом приводит к ускоренному расширению Вселенной.

2.2. Энтропийная сила, отвечающая энтропии Бекенштейна–Хокинга

В энтропийной космологии, по аналогии с термодинамическими характеристиками горизонта событий черной дыры, описываемой своими температурой и энтропией, часто принимается, что область расширяющейся пространственно-плоской Вселенной (совпадающая с горизонтом Хаббла) имеет температуру $T_S = \hbar H / 2\pi k$ (пропорциональную температуре де Ситтера) [32], и связанную с ней ассоциированную энтропию Б–Х S_{BH} [5, 7]. В этом случае проблема связи космологической постоянной с энтропийной силой решается естественным образом (см. [1]).

В энтропийной космологии горизонт (радиус) Хаббла R_H и температура космологического горизонта Вселенной T_H определяются выражениями

$$R_H = cH^{-1}, \tag{1}$$

$$T_H = \frac{\hbar}{2\pi k} H = \frac{\hbar}{2\pi k} \frac{c}{R_H} \sim 3 \times 10^{-30} \text{ К}, \tag{2}$$

где k и $\hbar = h/2\pi$ – соответственно постоянная Больцмана и приведенная постоянная Планка-Дирака; $H(t) = a^{-1} \partial a / \partial t$ – параметр Хаббла, или хаббловская скорость расширения Вселенной; t – временная координата; $a(t)$ – масштабный фактор Робертсона–Уокера [39].

Связанная с горизонтом Вселенной энтропия Б–Х задается следующим соотношением [6]

$$S_{BH} = k \left(\frac{A_H}{A_{Pl}} \right) = k \frac{c^3}{\hbar G} \frac{A_H}{4}, \tag{3}$$

где $A_H = \pi R_H^2 = \pi c^2 H^{-2}$ – величина площади поверхности области хаббловского радиуса R_H ; $A_{Pl} = \hbar G / c^3 \approx 2.612 \times 10^{-70} \text{ м}^2$ – площадь Планка. При подстановке площади A_H в соотношение (3) получим

$$S_{BH} = k \left(\frac{c^3}{\hbar G} \right) \pi R_H^2 = \left(\frac{k\pi c^5}{\hbar G} \right) \frac{1}{H^2} \equiv \frac{K}{H^2} \sim (2.6 \pm 0.3) \times 10^{122} k. \tag{4}$$

Здесь введена широко используемая нами в дальнейшем численная константа

$$K = \frac{\pi k c^5}{\hbar G} = \frac{\pi k c^2}{L_{Pl}^2} = \frac{\pi k c^2}{A_{Pl}} > 0, \tag{5}$$

где $L_{Pl} = \sqrt{\hbar G / c^3}$ – планковская длина. Температура горизонта приводит к сопутствующей энтропийной силе и результирующему ускорению горизонта, определяемому соотношением Унру $a_{гориз} = 2\pi k T_H / \hbar = cH \sim 10^{-9} \text{ м/сек}^2$.

Увеличение радиуса R_H на dR_H увеличивает энтропию S_{BH} на dS_{BH} в соответствии с соотношением

$$dS_{BH} = 2\pi \left(\frac{kc^3}{\hbar G} \right) R_H dR_H = 2\pi \left(\frac{kc^3}{\hbar G} \right) \left(\frac{c}{H} \right) dR_H = 2 \left(\frac{K}{c^2} \right) R_H dR_H. \tag{6}$$

Определим теперь поверхностную энтропийную силу F_{BH} (силу антигравитации), отвечающую росту энтропии Б–Х, выражением $F_{BH} = -T_H dS_{BH} / dR_H$. Здесь знак минус указывает направление увеличения энтропии или экран, которым является горизонт событий [5]. Тогда, используя соотношения (2) и (6), получим следующее выражение для энтропийной силы⁵

$$F_{BH} = -\frac{\hbar H}{2\pi k} \frac{2K}{c^2} R_H = -\frac{c^4}{G}. \tag{7}$$

Давление этой силы на космологический горизонт Вселенной, приводящее к возникновению антигравитации, определяется формулой

$$P_{BH} = \frac{F_{BH}}{4A_H} = -\frac{c^4}{G} \frac{1}{4\pi R_H^2} = -\frac{c^2}{4\pi G} H^2 = -\frac{2}{3} c^2 \rho_{критич}, \tag{8}$$

где $\rho_{критич} = 3H^2 / 8\pi G$ – плотность критической энергии. Эта величина близка к измеренному отрицательному давлению (натяжению) темной энергии в форме космологической постоянной [39]. Причем в рассматриваемом случае напряжение возникает не из-за отрицательного давления темной энергии, а от давления, обусловленного изменением энтропии поверхности горизонта. Оно эквивалентно внешнему ускорению $a_{поверх} = a_H = cH$, учет которого приводят к уско-

⁵ Отметим, что выражение (7) совпадает по модулю с тем, которое, как утверждают некоторые исследователи, является максимально возможной величиной силы. В настоящее время возможность существования максимального значения силы достаточно оживленно обсуждается в литературе.

рению в уравнениях Фрийдмана-Леметра (см. также вывод уравнения (60) с использованием давления $P_{\text{ВН}}$)

$$\frac{1}{a} \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3P}{c^2} \right) + H(t)^2.$$

Таким образом, можно считать, что в голографическом подходе Верлинде эффект отталкивания возникает не за счет отрицательного давления темной энергии, а за счет давления на космологический горизонт энтропийной силы, связанной с ростом поверхностной энтропии (в данном случае энтропии Б–Х) на горизонте Вселенной.

Рассмотрим теперь другие энтропийные силы, связанные с оригинальными энтропийными мерами, традиционно используемыми в энтропийной космологии.

2.3. Энтропийная сила, связанная с энтропией Барроу

В целом ряде публикаций, посвященных энтропийной космологии, были предложены различные варианты эффективного давления, отличного от давления энтропийной силы (Б–Х), которые позволяют моделировать различные сценарии эволюции Вселенной, в частности, при временах, когда “обычное” вещество и излучение играли более важную роль. Недавно в работе [35] была предложена модель квантовой гравитационной пены пространства-времени для оценки энтропии черных дыр и Вселенной, поверхность которых может иметь сложную фрактальную структуру космологического горизонта (области пространства-времени) вплоть до сколь угодно малых масштабов (порядка планковской длины) из-за квантово-гравитационных эффектов. Введение такой фрактальной структуры горизонта Вселенной приводит к увеличению площади ее поверхности. Как известно, площадь поверхности Вселенной – это ключевая характеристика, которая определяет ее энтропию и информативность. Энтропия Барроу возникает, в частности, из-за того, что горизонт Вселенной может деформироваться вследствие квантово-гравитационных эффектов, а ее отклонение от энтропии Б–Х количественно определяется показателем степени деформации Δ , отвечающим фрактальной размерностью поверхности.

Сложная фрактальная структура горизонта Вселенной приводит к конечному объему, но с бесконечной или конечной площадью [29, 35]. Согласно космологической термодинамике, возможные эффекты квантово-гравитационной пены пространства-времени в области космологического горизонта приводят к новому определению энтропии Вселенной – к неаддитивной

энтропии Барроу S_{Bar} [35], связанной с аддитивной энтропией Б–Х в виде: $S_{\text{Bar}}/k := (S_{\text{ВН}}/k)^{1+\Delta/2}$. При подстановке величин S_{Bar} и k в это соотношение получим $S_{\text{Bar}} \sim 10^{120(1+\Delta/2)}$. Параметр Δ ($0 \leq \Delta \leq 1$), являясь фрактальной массовой размерностью квантово-гравитационной пены, количественно определяет деформацию структуры горизонта Вселенной⁶.

Энтропию S_{Bar} можно представить в следующих формах:

$$\begin{aligned} S_{\text{Bar}} &= k \left(\frac{A_{\text{H}}}{A_{\text{Pl}}} \right)^{1+\Delta/2} = K \left(\frac{K}{k} \right)^{\Delta/2} \left(\frac{R_{\text{H}}}{c} \right)^{2+\Delta} = \\ &= K \left(\frac{K}{k} \right)^{\Delta/2} H^{-(2+\Delta)}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $A_{\text{Pl}} = \hbar G/c^3 \approx 2.612 \times 10^{-70} \text{ м}^2$ – площадь Планка; A_{H} – величина площади стандартного горизонта; $K = \pi k c^2/A_{\text{Pl}} > 0$. В случае, когда параметр $\Delta = 0$, что соответствует простейшей структуре космологического горизонта Вселенной, восстанавливается рассмотренная выше стандартная энтропия Бекенштейна–Хокинга

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

В случае $\Delta = 1$ имеет место гладкая пространственно-временная структура горизонта Вселенной, при этом энтропия Барроу совпадает с так называемой равно-распределенной по степеням свободы неаддитивной энтропией Тсаллиса–Чирто [2, 33]

$$\begin{aligned} S_{\text{TC}} &= k(A_{\text{H}}/A_{\text{Pl}})^{3/2} = K(K/k)^{1/2} (R_{\text{H}}/c)^3 = \\ &= K(K/k)^{1/2} H^{-3}, \end{aligned} \quad (10)$$

введенной этими авторами в рассмотрение при исследовании эволюции черных дыр на основе совершенно других физических принципов, отличных от фрактальной интерпретации горизонта Вселенной [27, 46, 47].

Ясно, что в общем случае среды с фрактальной размерностью ($0 < \Delta \leq 1$), космологические уравнения Фрийдмана, основанные на энтропийной силе Барроу, будут содержать, как показано ниже, новые дополнительные члены, позволяющие

⁶ Следует отметить, что 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.

моделировать различные сценарии космологической эволюции Вселенной [28, 38, 45].

Применяя рассмотренную в предыдущем подразделе процедуру вывода выражений для энтропийной силы и соответствующего давления на космологический горизонт Вселенной, но уже с энтропией Барроу, получим:

$$F_{\text{Bar}} = -T_H \frac{dS_{\text{Bar}}}{dR_H} = -\frac{(2 + \Delta)(K)^{\Delta/2}}{2G} R_H^{\Delta} c^{4-\Delta} = -\frac{2 + \Delta}{2G} \left(\frac{K}{k}\right)^{\Delta/2} c^4 H^{-\Delta}, \quad (11)$$

$$P_{\text{Bar}} = \frac{F_{\text{Bar}}}{4\pi R_H^2} = -\frac{(2 + \Delta)c^{4-\Delta}}{2} \frac{(K)^{\Delta/2}}{4\pi G} R_H^{\Delta-2} = -\frac{2 + \Delta}{2} \frac{c^2}{4\pi G} \left(\frac{K}{k}\right)^{\Delta/2} H^{2-\Delta}. \quad (12)$$

При написании этих выражений использованы следующие формулы: для производной энтропии Барроу S_{Bar} по радиусу R_H

$$\frac{dS_{\text{Bar}}}{dR_H} = \frac{(2 + \Delta)}{c} K \left(\frac{K}{k}\right)^{\Delta/2} \left(\frac{R_H}{c}\right)^{1+\Delta} = \frac{2 + \Delta}{c} K \left(\frac{K}{k}\right)^{\Delta/2} H^{-(1+\Delta)}, \quad (13)$$

для температуры де Ситтера, записанной в виде

$$T_H = \frac{\hbar}{2\pi k} \frac{c}{R_H} = \frac{c^6}{2GKR_H} = \frac{c^5 H}{2GK}. \quad (14)$$

Перейдем теперь к определению энтропийных сил, полученных на основе нового энтропийного формализма, основанного на модифицированной энтропии Шарма–Миттала.

3. ОДНОПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ЭНТРОПИЙНЫЕ МЕРЫ СЕМЕЙСТВА ШАРМА–МИТТАЛА

Представляет интерес рассмотрение различных типов энтропийной меры, используемых в качестве эффективной теоретической основы в энтропийной космологии. Рассмотрим вначале оригинальную двухпараметрическую энтропийную меру Шарма–Миттала, которая определяется формулой [41]:

$$S_{\text{SM}}[P] := \frac{k}{r-1} \left[1 - \left(\int P(x,t)^q dx \right)^{(r-1)/(q-1)} \right], \quad (15)$$

$(q, r > 0; \quad q, r \neq 1; \quad q \neq r),$

где r, q – параметры неэкстенсивности ($r \neq 1, 1 \neq q > 0, r \neq q$); $P(x, t)$ – нормированная на единицу плотность вероятности распределения микроскопического состояния системы N частиц, заданного одной точкой $x = \{\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n; \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_n\}$ в $6N$ -мерном фазовом пространстве, безразмер-

ный элемент которого имеет вид $dx := (2\pi\hbar)^{-r} \times \prod_i^N d\mathbf{r}_i d\mathbf{p}_i$; r – число степеней свободы.

Заметим, что переход от непрерывной плотности распределения $P(x, t)$ микроскопического состояния системы к дискретному распределению частиц p_j осуществляется заменой интегрирования по всему фазовому пространству суммированием по j .

Энтропийная мера (15) включает как классическую, так и деформированные однопараметрические энтропии, в частности:

– энтропию Больцмана–Гиббса [48, 49]

$$S_{\text{SM}}(q \rightarrow 1, r \rightarrow 1) = S_{\text{BG}} := -k \int P(x, t) \ln[P(x, t)] dx; \quad (16)$$

– энтропию Реньи [50, 51]

$$S_{\text{SM}}(q, r \rightarrow 1) = S_{\text{Re}} := \frac{k}{1-q} \ln \left[\int P(x, t)^q dx \right], \quad (17)$$

$q > 0, \quad q \neq 1;$

– энтропию Тсаллиса [52–54]

$$S_{\text{SM}}(q, r = q) = S_{\text{T}} := \frac{k}{1-q} \left[\int P(x, t)^q dx - 1 \right]; \quad (18)$$

– энтропию Гаусса [55]

$$S_{\text{SM}}(q \rightarrow 1, r) = S_{\text{G}} := k \frac{1}{r-1} \times \times \left\{ 1 - \exp \left[(r-1) \int P(x, t) \ln[P(x, t)] dx \right] \right\}, \quad (19)$$

– энтропию Ландсберга–Ведрала [56]

$$S_{\text{SM}}(q, r \rightarrow 2 - q) = S_{\text{LV}} := \frac{k}{1-q} \times \times \left[1 - \left(\int P(x, t)^q dx \right)^{-1} \right]. \quad (20)$$

Здесь $q > 0, q \neq 1$; в пределе $q \rightarrow 1, r \rightarrow 1$ все приведенные однопараметрические энтропии воспроизводят стандартную энтропию Больцмана–Гиббса (16).

3.1. Экспонента Тсаллиса и деформированный логарифм

Далее будем использовать так называемые деформированные функции: деформированный логарифм $\ln_q(y)$ и экспоненту Тсаллиса $\exp_q(y)$, которые определяются следующим образом [57]:

$$\ln_q(y) = \frac{y^{1-q} - 1}{1-q}, \quad (21)$$

$$\exp_q(y) = [1 + (1-q)y]_+^{\frac{1}{1-q}},$$

где $y \in R^+$, $q \in R$; выражение, стоящее в квадратных скобках, либо положительно, либо равно нулю, $[Y]_+ \equiv \max(Y, 0)$.

Легко проверить, что в пределе $q \rightarrow 1$ деформированные функции принимают стандартный вид: $\ln_1(y) = \lim_{q \rightarrow 1} [\ln_q(y)] = \ln(y)$, $\exp_1(y) = \lim_{q \rightarrow 1} [\exp_q(y)] = \exp(y)$, а также, что

$$\exp_q[\ln_q(y)] = \ln_q[\exp_q(y)] = y, \quad \forall x; \quad \forall q. \quad (22)$$

Можно убедиться, что для деформированных функций справедливы используемые далее соотношения:

$$\ln_q(1/y) = -\ln_{2-q}(y), \quad \ln_q(1/y) = -\ln_{2-q}(y), \quad (23)$$

$$\frac{d}{dy} \exp_q(y) = [\exp_q(y)]^q, \quad \frac{d}{dy} \ln_q(y) = \frac{1}{y^q} \quad (24)$$

$(y > 0; \quad \forall q).$

3.2. Энтропийный функционал Шарма–Миттала как родоначальник семейства однопараметрических энтропий

Используя обозначение $c_q := \int P(x, t)^q dx$ для так называемой обобщенной статистической суммы, перепишем выражения (17) и (18) для энтропий Реньи и Тсаллиса в виде

$$S_{Re} = \frac{k}{1-q} \ln \left[\int P(x, t)^q dx \right] = \frac{k}{1-q} \ln c_q,$$

$$S_T = k \frac{\left[\left(\int P(x, t)^q dx \right)^{1/(1-q)} \right]^{(1-q)} - 1}{1-q} = k \ln_q \left[c_q^{1-q} \right].$$

Сопоставляя эти два выражения, получим

$$c_q^{1/(1-q)} = \exp(k^{-1} S_{Re}) = \exp_q(k^{-1} S_T); \quad (25)$$

отсюда следуют равенства

$$\begin{aligned} S_{Re} &= k \ln \{ \exp_q[k^{-1} S_T] \}, \\ S_T &= k \ln_q \exp(k^{-1} S_{Re}). \end{aligned} \quad (26)$$

Формула (25) позволяет также получить связующие с энтропией Тсаллиса формулы для энтропий Шарма–Миттала и Ландсберга–Ведрала:

$$\begin{aligned} S_{SM} &= k \frac{\left[\left(\int P(x, t)^q dx \right)^{1/(1-q)} \right]^{(1-r)} - 1}{1-r} = \\ &= k \ln_r \left[c_q^{1-q} \right] = k \ln_r \{ \exp_q(k^{-1} S_T) \}, \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} S_{LV} &= -k \frac{\left[\left(\int P(x, t)^q dx \right)^{1/(q-1)} \right]^{1-q} - 1}{1-q} = \\ &= -k \ln_q \left[c_q^{q-1} \right] = k \ln_{2-q} \{ \exp_q(k^{-1} S_T) \}. \end{aligned} \quad (28)$$

Как видим, экспонента Тсаллиса и q -деформированный логарифм позволяют записать все перечисленные энтропийные меры в компактной форме. Кроме того, формулы (26)–(28) облегчают нахождение предельных значений энтропии Шарма–Миттала. В частности, при использовании формул (22) и (23), легко получить соотношения:

$$S_{SM}(q, r \rightarrow q) = k \ln_{r \rightarrow q} \exp_q[k^{-1} S_T] = S_T, \quad (29)$$

$$S_{SM}(q, r \rightarrow 1) = k \ln_{r \rightarrow 1} \{ \exp(k^{-1} S_{Re}) \} = S_{Re}, \quad (30)$$

$$S_{SM}(q, r \rightarrow 2-q) = k \ln_{r \rightarrow 2-q} \{ \exp_q(k^{-1} S_T) \} = S_{LV}. \quad (31)$$

Поскольку при $q \rightarrow 1$ имеем $p_j^{q-1} \equiv \exp\{(q-1) \ln p_j\} \rightarrow 1 + (q-1) \ln p_j$, то предельное значение энтропии Тсаллиса равно энтропии Больцмана–Гиббса:

$$\begin{aligned} S_T(q \rightarrow 1) &= \lim_{q \rightarrow 1} \frac{k}{q-1} \int P(x, t) [1 - P^{q-1}(x, t)] dx = \\ &= -k \int P(x, t) \ln [P(x, t)] dx = S_{BG}. \end{aligned} \quad (32)$$

Аналогично, для предельных значений энтропий Реньи и Ландсберга–Ведрала имеем

$$S_{Re}(q \rightarrow 1) = S_{BG} \quad \text{и} \quad S_{LV}(q \rightarrow 1) = S_{BG}.$$

Наконец, используя соотношения (27) и (23), получим формулу для определения энтропии Гаусса

$$\begin{aligned} S_{SM}(q \rightarrow 1, r) &= k \lim_{q \rightarrow 1} \ln_r \{ \exp_q(k^{-1} S_T) \} = \\ &= \frac{k}{r-1} \left\{ 1 - \exp \left[(r-1) \int P(x, t) \ln [P(x, t)] dx \right] \right\} = \\ &= S_r^G(p). \end{aligned} \quad (33)$$

Таким образом, все приведенные однопараметрические энтропии могут изучаться по единой схеме.

4. МОДИФИЦИРОВАННАЯ ЭНТРОПИЙНАЯ МЕРА ШАРМА–МИТТАЛА

Оригинальные и модифицированные энтропии Реньи и Тсаллиса, возникающие согласно развиваемой концепции на горизонте неэкстенсивной Вселенной, широко используются в современной космологии (см., например, [4, 18, 27, 31, 46, 58]). В частности, модифицированная энтропия Реньи успешно применяется к голографиче-

ческому закону равномерного распределения, предложенному Падманабханом для исследования термодинамических аспектов космической гравитации [3]. При этом модификация энтропии Реньи \hat{S}_{Re} связана с формальной заменой оригинальной энтропии Тсаллиса, фигурирующей в логарифмической формуле (27) исходной энтропии Реньи, на энтропию Бекенштейна–Хокинга S_{BH} . В рамках неэкстенсивной статистической механики был предложен [20] энтропийный формализм, основанный на модифицированной аналогичным способом двухпараметрической энтропии Шарма–Миттала, частным случаем которой является однопараметрическая энтропия Реньи [59–61].

Модификация энтропий Реньи и Шарма–Миттала, предложенная в работах [4, 20, 43], обеспечивается формальной заменой оригинальной энтропии Тсаллиса, фигурирующей в формулах (26) и (27), на энтропию Б–Х S_{BH} . В результате были получены следующие выражения для модифицированных энтропий

$$\hat{S}_{Re} = k \ln\{\exp_q[k^{-1}S_{BH}]\}, \quad (34)$$

$$\hat{S}_{SM} = k \ln_r\{\exp_q(k^{-1}S_{BH})\}. \quad (35)$$

Следует заметить, что физическая интерпретация подобной модификации указанных энтропий в настоящее время остается не совсем ясной. Тем не менее в ряде работ (см., например, [18, 24]) было показано, что энтропии (34) и (35) могут служить эффективной теоретической основой для энтропийной космологии, порождая ее различные варианты.

По мнению авторов данной работы, в качестве перспективных будущих исследований представляет несомненный интерес изучение еще одной модификации энтропии Шарля–Миттеля, которая приводит к новым сценариям в эволюционной космологии. Они получаются путем замены энтропии Тсаллиса в оригинальном математическом представлении энтропии Шарля–Миттеля (формула (27)) на энтропию Барроу (9), описывающую сложную фрактальную структуру космологического горизонта Вселенной. В результате получим новую модифицированную энтропию

$$S_{SM}^{mod} = k \ln_r\{\exp_q(k^{-1}S_{Bar})\} = \frac{k}{1-r} \left[\left(1 + (1-q) \left(\frac{K}{k} \right)^{1+\Delta/2} \left(\frac{R_H}{c} \right)^{2+\Delta} \right)^{\frac{1-r}{1-q}} - 1 \right], \quad (36)$$

которая содержит, кроме параметров неэкстенсивности q и r , дополнительный параметр Δ – показатель степени деформации космологической поверхности. Это обстоятельство позволяет зна-

чительно расширить методы конструирования различных сценариев эволюции Вселенной.

4.1. Сила, связанная с модифицированной энтропией Шарма–Миттала

Используя свойства (21) и (24) деформированных логарифма и экспоненты, а также формулы (9), (11) и (27), получим

$$\begin{aligned} \frac{dS_{SM}^{mod}}{dR_H} &= \{\exp_q(k^{-1}S_{Bar})\}^{q-r} \frac{dS_{Bar}}{dR_H} = \\ &= \left(1 + (1-q)k^{-1}S_{Bar} \right)^{\frac{q-r}{1-q}} \frac{dS_{Bar}}{dR_H} = \\ &= \frac{(2+\Delta)}{c} \frac{K(k^{-1}K)^{\Delta/2}}{\left(1 + (1-q)(k^{-1}K)^{1+\Delta/2} H^{-(2+\Delta)} \right)^{\frac{r-q}{1-q}}} H^{-(1+\Delta)}. \end{aligned} \quad (37)$$

Соответственно, энтропийная сила, отвечающая модифицированной энтропии Шарма–Миттала F_{SM} , и ее давление P_{SM} на космологический горизонт Вселенной определяются формулами:

$$F_{SM} = -T_H \frac{dS_{SM}^{mod}}{dR_H} = -\frac{2+\Delta}{2} \left(\frac{c^4}{G} \right) \times \frac{(k^{-1}K)^{\Delta/2}}{\left(1 + (1-q)(k^{-1}K)^{1+\Delta/2} H^{-(2+\Delta)} \right)^{\frac{r-q}{1-q}}} H^{-\Delta}, \quad (38)$$

$$P_{SM} = \frac{F_{SM}}{4\pi R_H^2} = -\frac{2+\Delta}{8\pi} \left(\frac{c^2}{G} \right) \times \frac{(k^{-1}K)^{\Delta/2}}{\left(1 + (1-q)(k^{-1}K)^{1+\Delta/2} H^{-(2+\Delta)} \right)^{\frac{r-q}{1-q}}} H^{2-\Delta}. \quad (39)$$

При выводе соотношения (38) использовалась формула (14) для температуры де Ситтера.

Применяя формулу (39), найдем давления на космологический горизонт, оказываемые энтропийными силами, отвечающими следующим модифицированным энтропиям: Тсаллиса $S_T^{mod} = k \ln_{r \rightarrow q} \exp_q[k^{-1}S_{Bar}]$; Реньи $S_{Re}^{mod} = k \ln\{\exp_q[k^{-1}S_{Bar}]\}$; Ландсберга–Ведрала $S_{LV}^{mod} = k \ln_{2-q}\{\exp_q(k^{-1}S_{Bar})\}$; Гаусса $S_G^{mod} = k \lim_{q \rightarrow 1} \ln_r\{\exp_q(k^{-1}S_{Bar})\}$.

В результате получим:

$$P_T = P_{SM}(r \rightarrow q) = -\frac{2+\Delta}{2} \frac{c^2}{4\pi G} \left(\frac{K}{k} \right)^{\Delta/2} H^{2-\Delta}, \quad (40)$$

$$P_{\text{Re}} = P_{\text{SM}}(r \rightarrow 1) = -\frac{2 + \Delta}{2} \frac{c^2}{4\pi G} \times \frac{H^4}{(1 - q)(k^{-1}K) + (k^{-1}K)^{-\Delta/2} H^{2+\Delta}}, \quad (41)$$

$$P_{\text{G}} = P_{\text{SM}}(q \rightarrow 1) = -\frac{3}{2} \frac{c^2}{4\pi G} (k^{-1}K)^{1/2} H, \quad (42)$$

$$P_{\text{LV}} = P_{\text{SM}}(r \rightarrow 2 - q) = -\frac{2 + \Delta}{2} \frac{c^2}{4\pi G} \times \frac{(k^{-1}K)^{\Delta/2}}{(1 + (1 - q)(k^{-1}K)^{1+\Delta/2} H^{-(2+\Delta)})^2} H^{2-\Delta}. \quad (43)$$

Заметим, что если положить в формуле (41) параметр деформации $\Delta = 0$, то полученное выражение для давления на космологический горизонт отвечает модифицированной с помощью энтропии Б–Х S_{BH} энтропии Реньи

$$\hat{P}_{\text{Re}} = -\frac{c^2}{4\pi G} \frac{H^2}{1 + (1 - q)(k^{-1}K)H^{-2}}. \quad (44)$$

Выражения для давлений, связанных с энтропийными мерами Барроу и Тсаллиса–Чирто, следуют из формулы (40), когда свободные параметры принимают значения ($q = r$; $\Delta = 1$) и ($q = r$; $\Delta = 0$) соответственно. В результате будем иметь [31]

$$P_{\text{Bar}} = -\frac{2 + \Delta}{2} \frac{c^2}{4\pi G} (k^{-1}K)^{\Delta/2} H^{2-\Delta}, \quad (45)$$

$$P_{\text{TC}} = -\frac{3}{2} \frac{c^2}{4\pi G} (k^{-1}K)^{1/2} H.$$

5. КЛАССИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКОЙ КОСМОЛОГИИ

В классической космологии модели эволюционирующей Вселенной конструируются на основе уравнений общей теории относительности Эйнштейна [39, 62]. Мы используем подход, выполненный в рамках энтропийной космологии, основой которого служит построение уравнений Фридмана с помощью модифицированного энтропийного формализма Шармы–Миттала, что является основной целью работы. Эту цель преследовали основные результаты по анализу различных типов неэкстенсивных энтропий, ответственных в рамках рассматриваемой концепции за возникновение энтропийной силы, изложенные в разделах 1–3.

Ограничимся для простоты рассмотрением плоской Вселенной, которая является бесконечной в пространстве, однородной, изотропной и расширяющейся. При этом будем считать, что Вселенная моделируется некоторой “космологической жидкостью”, дисперсные частицы кото-

рой суть галактики. На таком уровне крупномасштабного усреднения структура Вселенной симметрична и не имеет особенностей.

В плоском гиперпространстве пространственно-временной линейный интервал имеет вид метрики Фридмана

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a(t)^2 (dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (46)$$

которому соответствует метрический тензор $g_{\mu\nu}$ с галилеевыми компонентами $g_{00} = c^2$; $g_{11} = g_{22} = g_{33} = -a(t)^2$; $g_{\mu\nu} = 0$ при $\mu \neq \nu$; $g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu}$, где t – собственное время; $a(t)$ – масштабный фактор Робертсона–Уокера.

Будем рассматривать идеальную космологическую жидкость, которая определяется как среда, в каждой точке которой существует локально инерциальная декартова система отсчета, движущаяся вместе с жидкостью; при этом сама жидкость однородна и изотропна по всем направлениям. Для такой среды тензор энергии-импульса, играющий роль источника гравитационного поля, в принятой системе координат имеет вид:

$$T_{\mu\nu} = (\rho c^2 + P)u_\mu u_\nu + P g_{\mu\nu},$$

где $\rho = \rho(t)$, $P = P(\rho)$ – соответственно, плотность (гравитирующая энергия) и скалярное давление идеальной жидкости (включающей материю и излучение) в момент времени t . Здесь введена четырехмерная скорость $u_\mu = \partial x_\mu / \partial s$, которая определена условием, что в сопутствующей локально инерциальной декартовой системе отсчета ее компоненты равны $u_0 = 1$ и $u_{\mu \neq 0} = 0$. В соответствии с гипотезой об однородности и изотропии Вселенной предполагается, что тензор энергии-импульса $T_{\mu\nu}$ имеет диагональный вид, с пространственными компонентами, пропорциональными плотности давления [62]:

$$T_{00} = \rho c^2; \quad T_{11} = T_{22} = T_{33} = -P; \quad (47)$$

$$T_{\mu\nu} = 0 \quad \text{при} \quad \mu \neq \nu.$$

Заметим, что в плоской Вселенной⁷ трехмерная кривизна является нулевой, однако четырехмерное пространство остается кривым.

⁷ Как известно, пространство является плоским (открытым) только в том случае, если отношение $\Omega := \rho/\rho_{cr} \equiv 1$, где $\rho_{cr} = 3H^2/8\pi G$ – критическая плотность (вещество + излучение), при которой происходит переход от открытой Вселенной к замкнутой. По современным наблюдательным данным величина $\Omega = 1.02 \pm 0.02$.

5.1. Уравнения Фридмана–Робертсона–Уокера в гравитации Эйнштейна

Далее будем рассматривать стандартную модель Фридмана для плоской открытой Вселенной. В сделанных выше предположениях из полевых уравнений общей теории относительности Эйнштейна следуют два уравнения Фридмана, описывающие расширение Вселенной

$$\left(\frac{1}{a} \frac{\partial a(t)}{\partial t}\right)^2 \equiv H(t)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho(t) + \Lambda/3, \quad (48)$$

$$\frac{\partial H(t)}{\partial t} = -4\pi G \left[\rho(t) + \frac{P(t)}{c^2} \right] + \Lambda/3, \quad (49)$$

где $H(t) = a^{-1} \partial a / \partial t$ – параметр Хаббла, или хаббловская скорость расширения Вселенной⁸; $\rho = \rho_m + \rho_R$ – общая плотность энергии вещества и радиации. Эти уравнения определяют эволюцию масштабного фактора $a(t)$, изменение которого с течением времени описывает расширение или сжатие пространства до тех пор, пока Вселенную можно считать однородной и изотропной. Здесь в уравнения (48) и (49) включен дополнительный лямбда-член Λ (космологическая постоянная, которая эквивалентна энергии вакуума), объясняющий при надлежащем определении ускоренное расширение поздней Вселенной [64].

Из уравнений (48) и (49) (записанных без лямбда-члена) можно получить еще одно важное уравнение (ковариантный закон сохранения тензора энергии-импульса), описывающее эволюцию плотности энергии при адиабатическом расширении Вселенной в фридмановской космологии

$$\partial \rho(t) / \partial t + 3H(t) [\rho(t) + P(t)/c^2] = 0. \quad (50)$$

Для этого необходимо продифференцировать уравнение энергии (48) и результат скомбинировать с уравнением движения (49), которому удовлетворяет давление. Следует особо подчеркнуть, что согласно общей теории относительности, гравитационное поле создается не только плотностью среды, но и давлением в комбинации $\rho(t) + P(t)/c^2$ [65].

Таким образом, фундаментальными уравнениями динамической космологии, основанными

на метрике Робертсона–Уокера, являются уравнение (49), выражающее ускорение через плотность энергии и давление идеальной космологической жидкости, и уравнение сохранения энергии (50). Эти уравнения содержат три неизвестные функции: $a(t)$, $\rho(t)$ и $P(t)$. Чтобы полностью определить систему, необходимо еще одно уравнение. Обычно этим уравнением является уравнение состояния, выражающее плотность давления как функцию плотности энергии $P = P(\rho)$. Используя уравнение $P = P(\rho)$, можно при соответствующих начальных условиях решить дифференциальное уравнение (50), чтобы найти ρ как функцию $a(t)$, а затем использовать (48), чтобы отыскать $a(t)$ как функцию t . Заметим, что во многих практически интересных случаях справедливо линейное соотношение $P = w(t)\rho$; в частности, в случае радиационно-доминированной эпохи $w = 1/3$, для эры доминирования вещества (например, пыли) $w = 0$, для вакуумно-доминированной Вселенной $w = -1$ [39, 62]. Однако в более общем не адиабатическом случае давление может зависеть от других термодинамических переменных (температуры, энтропии и т.п.).

Следует также отметить, что в случае стандартной плоской модели Вселенной можно обойтись без точного знания зависимости плотности энергии ρ от масштабного фактора a при обосновании важных следствий, касающихся прошлого и будущего расширения Вселенной [39]. Действительно, используя уравнения (48) и (49), можно получить уравнение

$$\left(\frac{3}{a}\right) \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} = -\frac{4\pi G}{c^2} (c^2 \rho + 3P),$$

из которого видно, что до тех пор, пока величина $c^2 \rho + 3P$ остается положительной (что имеет место для любой комбинации вещества и излучения в отсутствие плотности энергии вакуума), ускорение $a^{-1} \partial^2 a / \partial t^2 \leq 0$ оказывается отрицательным, т.е. гравитация становится притягивающей. Именно по этой причине, для объяснения наблюдаемого ускоренного расширения Вселенной, при котором гравитация оказывается отталкивающей (антигравитацией), возникла необходимость в видоизменении этого уравнения.

В работе [31] нами был рассмотрен подход к моделированию не адиабатического сценария ускоренного расширения Вселенной под воздействием давления энтропийных сил, связанных с энтропиями, пропорциональными площади космологического горизонта. К таким энтропиям относятся приведенные выше энтропии Бекенштейна–Хокинга, Барроу и Тсаллиса–Чирто. Однако простая формула площади для энтропии не выполняется в теориях космической гравита-

⁸ Значение H_0 , соответствующее наблюдениям фонового космического излучения (СМВ) на КА “Планк”, составляет $H_0 = 67.4 \pm 0.5$ (км/с)/Мпк [63]. В то же время, основываясь на данных измерений телескопом Хаббла расстояний и красного смещения ярких объектов в относительно близких галактиках – сверхновых, цефеид (“лестницы расстояний”) называется значение 73.3 ± 1.7 (км/с)/Мпк [64]. На современном этапе исследований устранить это различие (~9%), значительно превышающее точность измерений, вряд ли возможно, но оно имеет ключевое значение в моделях эволюции Вселенной.

ции с высшими производными [67]. Поэтому представляется целесообразным получить обобщенные уравнения Фридмана–Робертсона–Уокера в рамках энтропийной космологии, основанной на модифицированных энтропиях, зависящих от свободных параметров неэкстенсивности (q, r) и деформации (Δ). Эти результаты непосредственно связаны с голографическими свойствами гравитации.

6. ОБОБЩЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ РИДМАНА–РОБЕРТСОНА–УОКЕРА

Следуя методологии вывода модифицированных уравнений Фридмана в энтропийной космологии [1, 5, 13, 15, 16], запишем эффективное давление P'_{SM} , связанное с модифицированной энтропией Шарма–Миттала в виде:

$$P'_{SM} = P + P_{SM} = P - \frac{1}{4\pi G} \frac{2 + \Delta}{2} \times \frac{c^2 (k^{-1}K)^{\Delta/2} H^{2-\Delta}}{\left[1 + (1-q)(k^{-1}K)^{1+\Delta/2} H^{-(2+\Delta)}\right]^{\frac{r-q}{1-q}}}, \quad (51)$$

где давление P_{SM} задается формулой (39). По предположению именно этому давлению в развиваемом нами варианте энтропийной космологии обязана антигравитация, приводящая к ускоренному расширению Вселенной.

При использовании эффективного давления P'_{SM} космологические уравнения Фридмана (49) и (50) принимают следующий обобщенный вид:

$$\frac{\partial H(t)}{\partial t} = -4\pi G \left[\rho(t) + \frac{P(t)}{c^2} \right] + \frac{(2 + \Delta)}{2} \times \frac{(k^{-1}K)^{\Delta/2} H(t)^{2-\Delta}}{\left[1 + (1-q)(k^{-1}K)^{1+\Delta/2} H(t)^{-(2+\Delta)}\right]^{\frac{r-q}{1-q}}}, \quad (52)$$

$$\frac{\partial \rho(t)}{\partial t} + 3H \left[\rho(t) + \frac{P(t)}{c^2} \right] = \frac{3}{4\pi G} \frac{(2 + \Delta)}{2} \times \frac{(k^{-1}K)^{\Delta/2} H(t)^{3-\Delta}}{\left[1 + (1-q)(k^{-1}K)^{1+\Delta/2} H(t)^{-(2+\Delta)}\right]^{\frac{r-q}{1-q}}}. \quad (53)$$

Эти феноменологически модифицированные уравнения Фридмана, естественно, должны быть дополнены соответствующим уравнением состояния $P = P(\rho)$ [64].

Заметим, что наличие нескольких свободных параметров в этих уравнениях позволяет получить различные варианты движущих сил, вызывающих отклонение от “стандартной” голографической модели Вселенной, предложенной Верлинде [1]. Как показано, например, в работе [25], модель эволюции Вселенной, основанная на системе уравнений (52)–(53) при $\Delta = 0$, стабильна и имеет существенно меньше недостатков по

сравнению с моделью Верлинде, усовершенствованной за счет ряда введенных ограничений.

Ниже приведено несколько вариантов обобщенных моделей фридмановской Вселенной, полученных исходя из предложенной нами модифицированной энтропии Шарма–Миттала.

6.1. Обобщенные уравнения Фридмана с использованием модифицированной энтропии Реньи S_{Re}^{mod}

Эти уравнения следуют из уравнений (52) и (53), если устремить параметр неэкстенсивности r к единице. В результате будем иметь:

$$\frac{\partial H(t)}{\partial t} = -4\pi G \left[\rho(t) + \frac{P(t)}{c^2} \right] + \frac{(2 + \Delta)}{2} \frac{H(t)^4}{(1-q)(k^{-1}K) + (k^{-1}K)^{-\Delta/2} H(t)^{(2+\Delta)}}, \quad (54)$$

$$\frac{\partial \rho(t)}{\partial t} + 3H \left[\rho(t) + \frac{P(t)}{c^2} \right] = \frac{3}{4\pi G} \frac{(2 + \Delta)}{2} \times \frac{H(t)^5}{(1-q)(k^{-1}K) + (k^{-1}K)^{-\Delta/2} H(t)^{(2+\Delta)}}. \quad (55)$$

Уравнения (54) и (55) могут быть использованы для изучения различных свойств пространства-времени.

6.2. Обобщенные уравнения Фридмана с использованием модифицированной энтропии Ландсберга–Ведрала S_{LV}^{mod}

Устремляя в уравнениях (52) и (53) параметр неэкстенсивности r к $(2 - q)$, получим

$$\frac{\partial H(t)}{\partial t} = -4\pi G \left[\rho(t) + \frac{P(t)}{c^2} \right] + \frac{(2 + \Delta)}{2} \times \frac{(k^{-1}K)^{\Delta/2} H(t)^{2-\Delta}}{\left[1 + (1-q)(k^{-1}K)^{1+\Delta/2} H(t)^{-(2+\Delta)}\right]^2}, \quad (56)$$

$$\frac{\partial \rho(t)}{\partial t} + 3H \left[\rho(t) + \frac{P(t)}{c^2} \right] = \frac{3}{4\pi G} \frac{(2 + \Delta)}{2} \times \frac{(K/k)^{\Delta/2} H(t)^{3-\Delta}}{\left[1 + (1-q)(K/k)^{1+\Delta/2} H(t)^{-(2+\Delta)}\right]^2}. \quad (57)$$

Заметим, что неэкстенсивная энтропийная мера Ландсберга–Ведрала до сих пор не привлекалась к моделированию в рамках энтропийной космологии эволюции Вселенной.

6.3. Обобщенные уравнения Фридмана, основанные на модифицированной энтропии Реньи \hat{S}_{Re}

Полагая в уравнениях (54) и (55) параметр деформации Δ равным нулю, получим следующие обобщенные уравнения Фридмана

$$\frac{\partial H(t)}{\partial t} + 4\pi G \left[\rho(t) + \frac{P(t)}{c^2} \right] = \frac{H(t)^2}{1 + (1-q)(K/k)H(t)^{-2}}, \quad (58)$$

$$\frac{\partial \rho(t)}{\partial t} + 3H \left[\rho(t) + \frac{P(t)}{c^2} \right] = \frac{3}{4\pi G} \frac{H(t)^3}{1 + (1-q)(K/k)H(t)^{-2}}. \quad (59)$$

В этих уравнениях исходная энтропия Реньи модифицирована с помощью энтропии Бекенштейна–Хокинга [20, 21, 25].

6.4. Классические уравнения энтропийной космологии

Эти уравнения получаются, если в уравнениях (52) и (53) положить параметр деформации $\Delta = 0$ и устремить параметр неэкстенсивности q к единице:

$$\frac{\partial H(t)}{\partial t} = -4\pi G \left[\rho(t) + \frac{P(t)}{c^2} \right] + H(t)^2, \quad (60)$$

$$\frac{\partial \rho(t)}{\partial t} + 3H \left[\rho(t) + \frac{P(t)}{c^2} \right] - \frac{3}{4\pi G} H(t)^3 = 0. \quad (61)$$

В энтропийной космологии их можно рассматривать как обобщенные уравнения ускорения (48) и непрерывности (49), выведенные с использованием энтропии Бекенштейна–Хокинга. Величина H^2 в этих уравнениях связана с энтропийной силой, которая может объяснить ускоренное расширение Вселенной без введения понятия темной энергии космического вакуума с отрицательной плотностью энергии, ассоциируемых с космологической постоянной. Заметим, что энтропия Б–Х пропорциональна площади космологического горизонта Вселенной, благодаря чему модель, основанная на этой энтропии, предсказывает только расширяющуюся с равномерным ускорением Вселенную. Как показано в работе [1], такая модель согласуется с данными определения постоянной Хаббла по сверхновым на “лестнице расстояний” (космическому хронометру).

6.5. Эволюция Вселенной под воздействием энтропийной силы Барроу

Энтропийной силе Барроу соответствует случай нулевой деформации ($\Delta = 0$). Эта сила полно-

стью отвечает стандартной энтропийной силе Б–Х [1]. Устремляя в уравнениях (52) и (53) параметр экстенсивности q к единице, получим уравнения

$$\frac{\partial H(t)}{\partial t} + 4\pi G \left[\rho(t) + \frac{P(t)}{c^2} \right] = \frac{2 + \Delta}{2} \left(\frac{K}{k} \right)^{\Delta/2} H(t)^{2-\Delta}, \quad (62)$$

$$\frac{\partial \rho(t)}{\partial t} + 3H \left[\rho(t) + \frac{P(t)}{c^2} \right] = \frac{3}{4\pi G} \frac{2 + \Delta}{2} \left(\frac{K}{k} \right)^{\Delta/2} H(t)^{3-\Delta}, \quad (63)$$

описывающие при использовании энтропии Барроу (9) как космологическое ускорение, так и замедление [31]. Следует вместе с тем подчеркнуть, что, как отмечалось авторами работы [38], опиравшимися на данные наблюдений из выборки коллекции (SN Ia) сверхновых и использующими прямые измерения параметра Хаббла космическими хронометрами, этим данным лучше соответствует значение параметра деформации, равное $\Delta = 0.094$. Другими словами, ими допускается, что небольшое отклонение от стандартной голографической энтропии Б–Х является более предпочтительным.

В общем случае, когда $0 < \Delta < 1$, мы имеем новый космологический сценарий проявления энтропийной силы, основанный на энтропии Барроу, связанной с квантово-гравитационными эффектами горизонта Вселенной. Этот сценарий позволяет моделировать космологическое состояние и эволюцию Вселенной при различных модификациях управляющей гравитационной силы Барроу [45].

6.6. Ускорение (сжатие) Вселенной под воздействием энтропийной силы Тсаллиса–Чирто

Уравнения (62) и (63), полученные при $\Delta = 1$, имеют вид:

$$\frac{\partial H(t)}{\partial t} + 4\pi G \left[\rho(t) + \frac{P(t)}{c^2} \right] = \frac{3}{2} \left(\frac{K}{k} \right)^{1/2} H(t), \quad (64)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + 3H(t) \left[\rho(t) + \frac{P(t)}{c^2} \right] = \frac{3}{4\pi G} \frac{3}{2} \left(\frac{K}{k} \right)^{1/2} H(t)^2. \quad (65)$$

Эти уравнения связаны с энтропией Тсаллиса–Чирто, описывающей максимальную деформацию космологического горизонта из-за квантово-гравитационных эффектов [33].

Эволюционная модель, сконструированная на их основе, отвечает как замедлению, так и ускорению Вселенной, поскольку управляющий силовой член в этой модели пропорционален хаббловской скорости расширения Вселенной H в отличие от аналогичного энтропийного силового члена в модели Бекенштейна–Хокинга, который пропорционален H^2 [68].

Отметим, что космологические уравнения, подобные уравнениям (64) и (65), неоднократно обсуждались в литературе при моделировании эволюции Вселенной, основанной на различных аппроксимациях переменного космологического члена (см., например, [68]). С другой стороны, полученная из энтропии Барроу энтропийная сила (12) Тсаллиса–Чирто ведет себя так же, как и движущая сила вязкой космологической жидкости с объемной вязкостью η , с использованием которой в моделях “вязкой космологии” объясняется ускоренное расширение Вселенной. Действительно, выражение для эффективного давления $P'_{TC}(t) = P(t) - \frac{3}{24\pi G} \frac{c^2}{(K/k)^{1/2}} H(t)$ в уравнении (50) аналогично выражению $P'(t) = P(t) - 3\eta H(t)$ для давления в моделях, предложенных для описания темной материи. В моделях этого типа предполагается, что Вселенная заполнена космологической жидкостью с объемной вязкостью η , которая может генерировать энтропию однородной и изотропной Вселенной [69, 70]. Приведенное сходство стало возможным по причине того, что введенная на основе голографического принципа неаддитивная энтропия Тсаллиса–Чирто ведет себя так, как если бы это была классическая энтропия однородной и изотропной Вселенной, порожденная объемным вязким напряжением космологической жидкости [71, 72].

Таким образом, все модели, рассмотренные в этом разделе, как и многие другие, сконструированные на базе обобщенных уравнений Фридмана (52)–(53), описывают эволюцию Вселенной без использования представлений о наличии гипотетической темной энергии, аналогом которой служит космологическая постоянная. Несомненно, что их дальнейший анализ будет способствовать более глубокому пониманию нетрадиционной термодинамики и статистических аспектов пространства-времени и гравитации.

К сказанному уместно добавить следующее: принцип общековариантности имеет ключевое эвристическое значение при выводе уравнений ОТО. Однако ковариантное сохранение всех слаженных лямбда-членом, не нарушается только в случае, когда $\Lambda = \text{const}$. Исходные в нашем исследовании фридмановские уравнения (48) и (49) получены редукцией общековариантных тензоров: тензора Риччи и тензора энергии-импульса материи. Поэтому вполне естественно, что феноменологические уравнения Фридмана (52)–(53), в какой-то степени моделирующие член $\Lambda(t)$, не могут быть выведены в рамках каких-либо общековариантных уравнений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исходя из формализма Верлинде, альтернативного концепции темной энергии, исследованы обобщенные космологические сценарии ускоренного расширения (сжатия) неэкстенсивной Вселенной Фридмана–Робертсона–Уокера, которые возможны в рамках энтропийной космологии, основанной на модифицированной энтропийной мере Шарма–Миттала с показателем деформации, учитывающим сложную фрактальную структуру космологического горизонта. Использование двухпараметрической энтропии Шарма–Миттала, являющейся родоначальником целого семейства однопараметрических энтропий, позволяет изучать различные сценарии динамической эволюции неэкстенсивной Вселенной по единообразной схеме. Выполненное в рамках неэкстенсивной статистической теории исследование использует несколько энтропий (таких как энтропии Барроу и Тсаллиса–Чирто, а также модифицированные энтропии Шарма–Миттала, Реньи, Ландсберга–Ведрала и Гаусса), ассоциируемых с горизонтом Вселенной из-за хранящейся там голографической информации. Эффект неэкстенсивной (неаддитивной) статистической механики и термодинамики в космологическом контексте заключается в видоизменении управляющей энтропийной силы в уравнениях гравитационного поля Эйнштейна.

Рассмотренная в работе модификация неэкстенсивной энтропии Шарма–Миттала базируется на энтропии Барроу, которая заменяет энтропию Бекенштейна–Хокинга, фигурирующую в известных энтропийных формализмах. Смысл такой замены состоит в том, что энтропия Барроу, учитывающая возможные эффекты квантово-гравитационной пены в области космологического горизонта, позволяет использовать дополнительные свободные параметры для оценки ускоренного расширения Вселенной, которое в большинстве случаев несколько больше, чем в базовом сценарии, основанном на энтропии Бекенштейна–Хокинга.

В результате авторами 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 энтропийный формализм, альтернативный концепции темной энергии, может служить новой теоретической основой для моделирования динамической эволюции Вселенной, порождая ее модифицированные формы. Результаты моделирования динамической эволюции Вселенной, выполненного на

основе приведенных в статье космологических уравнений, предполагается рассмотреть в других публикациях авторов.

В заключение заметим, что проблеме термодинамического моделирования динамического поведения Вселенной без привлечения концепции темной энергии, развивающему идеи Верлинде в рамках неэкстенсивной статистической механики и термодинамики, в мире уделяется растущее внимание, в то время как в отечественной литературе публикации, связанные с изучением этих основополагающих принципов, к сожалению, практически отсутствуют. Авторы попытались в какой-то мере восполнить этот пробел. Именно по этой причине значительная часть данной статьи посвящена обсуждению некоторых аспектов неэкстенсивной статистики, одним из приложений которых служит космология. Естественно, теория Верлинде не претендует на исчерпывающее объяснение ключевых космологических особенностей, к которым относится, в частности, объяснение анизотропии реликтового излучения, специфических свойств крупномасштабной структуры Вселенной, распространенности легких химических элементов. Вместе с тем в этом подходе нет противоречий с имеющимися наблюдательными данными, включая прямые измерения параметра Хаббла на основе космического хронометра. Можно думать, что космологические модели, в которых аналогом гравитации выступает энтропийная сила, ответственная за ускоренное расширение Вселенной, получат дальнейшее развитие.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны рецензентам за сделанные полезные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках Госзадания ИПМ им. М.В. Келдыша и ГЕОХИ им. В.И. Вернадского РАН и частично поддержана также грантом Минобрнауки № 075-15-2020-780 от 07.10.2020 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *E. J. Verlinde*, High Energy Phys. **4**, 1 (2011).
2. *M. Akbar and R. G. Cai*, Phys. Rev. D. **75**, 084003 (2007).
3. *T. Padmanabhan*, Modern Physics Letters A **25**, 1129 (2010).
4. *E. M. C. Abreu and J. A. Neto*, arXiv:2107.04869 v1 [gr-qc] (2021).
5. *D. A. Easson, P. H. Frampton, and G. F. Smoot*, Phys. Lett. B **696**, 273 (2011).
6. *J. D. Bekenstein*, Phys. Rev. D. **7**, 2333 (1975).
7. *S. W. Hawking*, Commun. Math. Phys. **43**, 199 (1975).
8. *T. S. Koivisto, D. F. Mota, and M. Zumalacárregui*, J. Cosmol. and Astroparticle Phys. **02**, id. 027 (2011).
9. *Y. S. Myung*, Astrophys. Space Sci. **335**, 553 (2011).
10. *Y.-F. Cai, J. Liu, and H. Li*, Phys. Lett. B **690**, 213 (2010).
11. *Y.-F. Cai and E. Saridakis*, Phys. Lett. B **697**, 280 (2011).
12. *T. Qiu and E. N. Saridakis*, Phys. Rev. D **85**, 043504 (2012).
13. *S. Basilakos, D. Polarski, and J. Sola*, Phys. Rev. D **86**, 043010 (2012).
14. *D. A. Easson, P. H. Frampton, and G. F. Smoot*, arXiv:1003.1528 v3[hep.-th.] (2012).
15. *N. Komatsu and S. Kimura*, Phys. Rev. D **87**, 043531 (2013).
16. *N. Komatsu and S. Kimura*, Phys. Rev. D **89**, 123501 (2014).
17. *A. D. Wissner-Gross and C. E. Freer*, Phys. Rev. Lett. **110**, 168702 (2013).
18. *V. G. Czimmer and H. Iguchi*, Phys. Lett. B **752**, 306 (2016).
19. *H. Moradpour*, Int. J. Theor. Phys. **55**, 4176 (2016).
20. *H. Moradpour, S. Sheykhi, C. Corda, and I. G. Salako*, Phys. Lett. B **783**, 82 (2018).
21. *S. W. Hawking and G. T. Horowitz*, Class. Quantum Grav. **13**, 1487 (1996).
22. *N. D. Keul, K. Oruganty, E. T. S. Bergman, N. R. Beattie, W. E. McDonald, R. Kadirvelraj, M. L. Gross, R. S. Phillips, S. C. Harvey, and Z. A. Wood*, Nature **563**, 584 (2018).
23. *J. D. Brown, E. A. Martinez, and J. W. York*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2281(1991).
24. *N. Komatsu*, Phys. Rev. D **99**, 043523 (2019).
25. *A. Sayahian Jahromi, S. A. Moosavi, H. Moradpour, J. P. Morais Graça, I. P. Lobo, I. G. Salako, and A. Jawad*, Phys. Lett. B **780**, 21 (2018).
26. *A. Sheykhi*, Phys. Lett. B **785**, 118 (2018).
27. *Y. Aditya, S. Mandal, P. Sahoo, and D. Reddy*, Eur. Phys. J. **79**, 1020 (2019).
28. *E. N. Saridakis and S. Basilakos*, Eur. Phys. J. C **81**, 644 (2021).
29. *J. D. Barrow, S. Basilakos, and E. N. Saridakis*, Phys. Lett. B **815**, 136134 (2021).
30. *U. K. Sharma, V. C. Dubey, A. H. Ziaie, H. Moradpour, and G. Kaniadakis*, Eprint arXiv:2106.08139 (2021).
31. *A. V. Kolesnichenko and M. Ya. Marov*, Mathematica Montisnigri L, 80 (2021).
32. *W. de Sitter*, Proc. Roy. Acad. Sci. (Amsterdam) **19**, 1217 (1917).
33. *C. Tsallis and L. J. L. Cirto*, Eur. Phys. J. C. **73**, 2487 (2013).
34. *G. Kaniadakis*, Phys. Rev. E **66**, 056125 (2002).
35. *J. D Barrow*, Phys. Lett. B **808**, 135643 (2020).
36. *A. S. Jahromi, S. Moosavi, H. Moradpour, J. M. Graca, I. Lobo, I. Salako, and A. Jawad*, Phys. Lett. B **780**, 21 (2018).
37. *L. Susskind*, J. Math. Phys. **36**, 6377 (1995).
38. *F. K. Anagnostopoulos, S. Basilakos, and E. N. Saridakis*, Eur. Phys. J. C **80**, 826 (2020).

39. *C. Вайнберг, Космология* (М.: УРСС: Книжный дом “ЛИБРОКОМ”, 2013).
40. *R. C. Nunes, E. M. Barboza, E. M. C. Abreu, and J. A. Neto*, *J. Cosmol. and Astroparticle Phys.* **08**, 051 (2016).
41. *B. D. Sharma and D. P. Mittal*, *J. Comb. Inform. & Syst. Sci.* **2**, 122 (1975).
42. *A. В. Колесниченко*, *Mathematica Montisnigri* **XLII**, 74 (2018).
43. *E. M. C. Abreu, J. A. Neto, E. M. Jr. Barboza, A. C. R. Mendes, and B. B. Soares*, *Modern Physics Letters A* **35**, 2050266 (2020).
44. *F. K. Anagnostopoulos, S. Basilakos, G. Kofinas, and V. Zariikas*, *JCAP* 053, (2019).
45. *E. N. Saridakis*, *J. Cosmol. and Astroparticle Phys.* **07**, 031(2020).
46. *S. Waheed*, *Eur. Phys. J. Plus.* **135**, 11 (2020).
47. *G. Wilk and Z. Wlodarczyk*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2770 (2000).
48. *J. W. Gibbs Elementary principles in statistical mechanics* (New York: Charles Scribner’s Sons, 1960).
49. *Д. П. Зубарев, Неравновесная статистическая механика* (М.: Наука, 1971).
50. *A. Renyi*, *Proc. 4th Berkeley Symp. on Math. Stat. Prob.* **1**, 547 (1961).
51. *A. Renyi, Probability Theory* (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1970).
52. *J. Havrda and F. Charvat*, *Кибернетика* **3**, 30 (1967).
53. *Z. Daroczy*, *Inform. Control.* **16**, 36 (1970).
54. *C. Tsallis*, *J. Stat. Phys.* **52**, 479 (1988).
55. *T. D. Frank and A. R. Plastino*, *Eur. Phys. J. B* **30**, 543 (2002).
56. *P. T. Landberg and V. Vedral*, *Phys. Lett. A* **247**, 211 (1998).
57. *C. Tsallis, Introduction to Nonextensive Statistical Mechanics* (New York: Springer. 2009).
58. *T. S. Biró and V. G. Czinner*, *Phys. Lett. B* **726**, 861 (2013).
59. *A. M. Scarfone and T. Wada*, *Phys. Rev. E* **72**, id. 026123 (2005).
60. *E. Aktürk, G. B. Bagci, and R. Sever*, *Eprint arXiv: cond-mat/0703277* (2007).
61. *А. В. Колесниченко Статистическая механика и термодинамика Тсаллиса неаддитивных систем. Введение в теорию и приложения* (М.: ЛЕНАНД, 2019).
62. *S. Weinberg*, *Rev. of Mod. Phys.* **61**, 1 (1989).
63. *N. Aghanim, Y. Akrami, et al.*, *arXiv e-prints arXiv:1807.06209* (2018).
64. *A. G. Riess, S. Casertano, W. Yuan, et al.*, *ApJ* **876**, 85 (2019).
65. *И. Д. Новиков Как взорвалась Вселенная* (М.: Наука, 1988).
66. *A. Friedmann*, *Zeitschrift für Physik* **10**, 377 (1922).
67. *R. G. Cai and S. P. Kim*, *JHEP* **0502**, 050 (2005).
68. *S. Basilakos, M. Plionis, and J. Sola*, *Phys. Rev. D* **80**, 083511 (2009).
69. *T. Padmanabhan and S. M. Chitre*, *Phys. Lett. A* **120**, 433 (1987).
70. *X.-H. Meng and X. Dou*, *Communications in Theoretical Physics* **52**, 377 (2009).
71. *B. Li and J. Barrow*, *Phys. Rev. D* **79**, id. 103521 (2009).
72. *L. Sebastian*, *Eur. Phys. J. C* **69**, 547 (2010).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ПРОТОПЛАНЕТНОМ ДИСКЕ В ДВУМЕРНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

© 2022 г. Я. Н. Павлюченков^{1, *}, Л. А. Максимова¹, В. В. Акимкин¹

¹ Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: pavyar@inasan.ru

Поступила в редакцию 10.06.2022 г.

После доработки 11.08.2022 г.

Принята к публикации 30.08.2022 г.

Теоретические модели предсказывают, что затенение звездного излучения неоднородностями на поверхности протопланетного диска может вызывать самозарождающиеся волны, бегущие по направлению к звезде. Однако при моделировании этого процесса обычно используется 1+1D подход, ключевые приближения которого – вертикальное гидростатическое равновесие диска и вертикальная диффузия ИК излучения – могут исказить картину. В данной статье представлена двумерная радиационная гидродинамическая модель эволюции аксиально-симметричного газопылевого диска. В рамках этой модели, но с использованием упрощенных предположений из 1+1D моделей, мы воспроизвели самопроизвольное зарождение и распространение тепловых поверхностных волн. Ключевым выводом нашей работы является то, что учет двумерной гидродинамики и диффузии ИК излучения подавляет самопроизвольное возникновение и развитие тепловых волн, наблюдавшихся в 1+1D приближении. Поиск возможности существования поверхностных тепловых волн необходимо продолжить, исследуя проблему для различных параметров протопланетных дисков.

Ключевые слова: физические процессы и неустойчивости в протопланетных дисках, численное моделирование газопылевых дисков у молодых звезд

DOI: 10.31857/S0004629922100115

1. ВВЕДЕНИЕ

В протопланетных дисках реализуются условия для возникновения самых разнообразных динамических неустойчивостей, развитие которых может влиять как на наблюдательные проявления, так и на общую эволюцию дисков [1–7]. Одной из них является неустойчивость, связанная с затенением звездного излучения поверхностными неоднородностями диска [8]. Эта неустойчивость обусловлена положительной обратной связью между углом вхождения излучения звезды в атмосферу диска и его прогревом. Многие теоретические модели показывают, что малое локальное искажение поверхности диска может провоцировать зарождение волн, бегущих к центральной звезде [9–11]. Подобные тепловые волны на поверхности диска предсказывались как во внутренних областях пассивных дисков, где характерное время установления теплового равновесия меньше динамического [8], так и на периферии дисков в обратной ситуации [12]. В нашей предыдущей работе [13] мы также воспроизвели картину формирования тепловых волн и нашли, что они могут затрагивать лишь верхние слои дисков

без существенных колебаний температуры в экваториальной плоскости.

Однако в основе 1+1D подхода, использованного в нашей статье [13], как и в большинстве других работ по этой проблеме, лежит несколько ключевых приближений, которые могут существенно исказить реальную картину. Такими приближениями являются: 1) отсутствие диффузии теплового излучения в радиальном направлении; 2) гидростатическое равновесие в вертикальном направлении и отсутствие газодинамических эффектов в радиальном направлении. Постепенный отказ от этих предположений важен для обоснования реалистичности тепловых волн в реальных дисках.

Так, например, в недавней работе [11] была представлена двухслойная модель диска, в которой учтены двумерные (R, z) эффекты нагрева экваториальных слоев ИК излучением поверхностных слоев, и продемонстрировано развитие неустойчивости при различных параметрах численной модели. Однако еще более детальный учет диффузии ИК излучения в радиальном направлении может привести к широкому перерас-

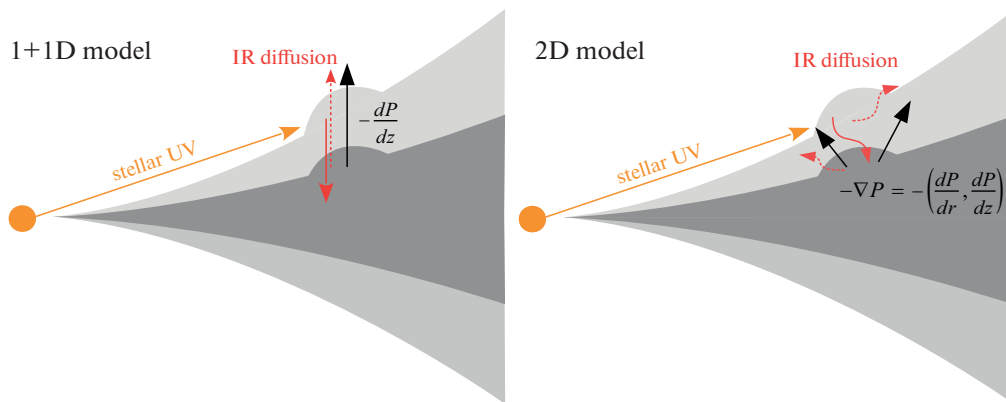


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая процессы при формировании горба на поверхности диска в 1+1D модели (левая панель) и в 2D модели (правая панель). Черными стрелками показаны силы, связанные с градиентом давления, красными сплошными стрелками показано ИК излучение, прогревающее внутренние слои диска, а красными пунктирными стрелками – выходящее ИК излучение.

пределению тепловой энергии в окрестности возмущения, что может сгладить возникающие волны.

Уменьшить или даже полностью подавить первоначальное возмущение могут также и динамические эффекты. Действительно, повышенное в прогретом слое давление может идти не только на поднятие слоя (как в 1 + 1D модели), но и на расталкивание соседних радиальных слоев. Картина этих процессов схематично показана на рис. 1.

Целью данной работы является учет процессов динамики газа и диффузии ИК излучения в возбуждении поверхностных тепловых волн. Это исследование мы проводим с помощью полностью двумерной радиационной гидродинамической модели. В рамках данной модели мы также реализовали упрощающие предположения 1+1D подходов с целью определения их обоснованности.

2. БАЗОВАЯ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНАЯ МОДЕЛЬ ПРОТОПЛАНЕТНОГО ДИСКА

Для моделирования эволюции газопылевого диска мы используем комбинацию конечно-разностных методов для гидродинамики и переноса излучения, адаптированных для сферической системы координат (СК). Вся расчетная область разделена на ячейки, внутри которых значения физических величин предполагаются постоянными. Структура сетки показана на рис. 2. Сферическая СК представляется нам более удобной по сравнению с другими в связи с тем, что расчет нагрева среды УФ излучением звезды (трассировка в радиальном направлении) в сферической СК реализуется наиболее простым образом. Аксиальная симметрия в сферической СК реализуется введением единственной ячейки по координате φ . В своих расчетах мы используем неоднородную дискретную сетку, сгущающуюся к центру в ради-

альном (r) направлении и к экватору при разбиении по углу θ с разрешением 360 радиальных \times 64 угловых ячеек. Протяженность ячеек по углу φ выбрана равной одному градусу, что сопоставимо с разрешением по θ вблизи экватора. Такая сетка хорошо отражает структуру диска и позволяет отслеживать возникающие градиенты физических величин. Вычисление эволюции осуществляется в рамках расщепления по физическим процессам, т.е. за гидродинамическим шагом следует шаг расчета переноса излучения.

2.1. Гидродинамический метод

Для описания динамической эволюции газопылевого диска мы используем стандартные уравнения газодинамики для невязкого газа, которые в дивергентной форме имеют вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{U}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \mathbf{U} + P) = \rho \mathbf{f}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{U}(E + P)) = \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{U}, \quad (3)$$

где ρ – объемная плотность, \mathbf{U} – скорость, P – давление, \mathbf{f} – гравитационная сила на единицу массы, $E = \frac{P}{\gamma - 1} + \frac{\rho U^2}{2}$ – полная энергия газа в единице объема, γ – показатель адиабаты.

Для решения данной системы мы используем классический метод Годунова, подробное описание которого можно найти в [14, раздел 3]. В данном методе газодинамические потоки через границы ячеек находятся в результате решения задачи о распаде произвольного газодинамического разрыва. В используемой нами реализации задача

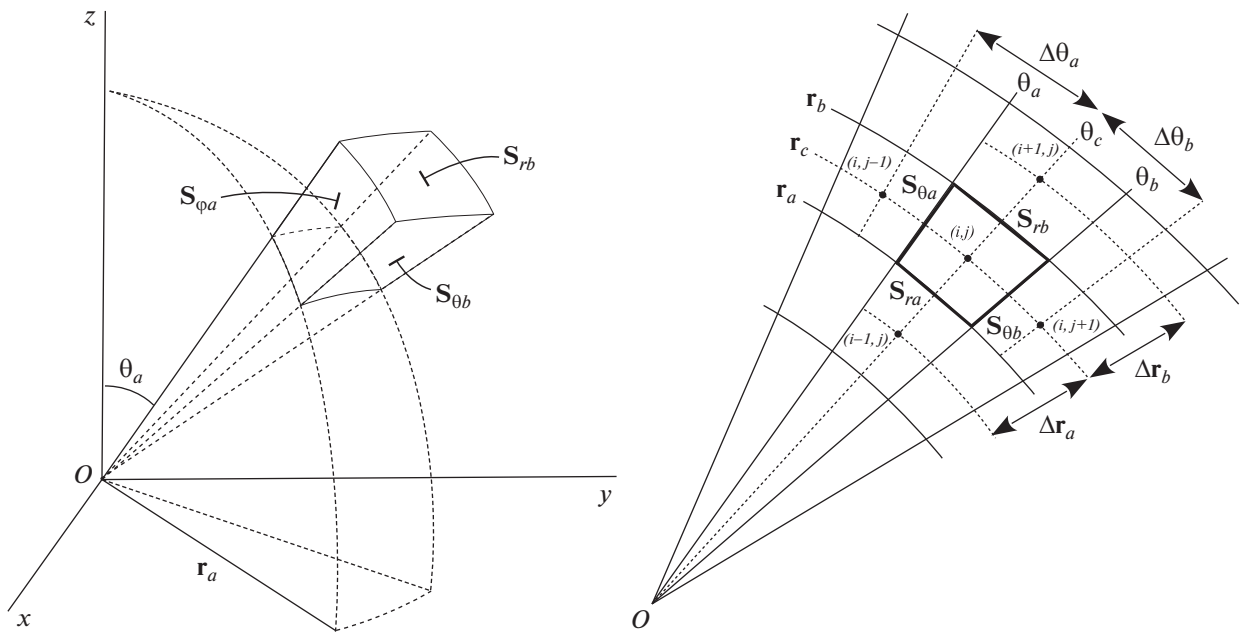


Рис. 2. Структура расчетной сетки с обозначениями величин. Слева – индивидуальная ячейка в сферической СК. Справа – вертикальный срез сетки по углу φ .

о распаде разрыва решается точно с помощью метода бисекций для возникающего нелинейного уравнения. Найденные потоки между ячейками используются для вычисления физических величин в ячейках на новом временном слое. Конечно-разностная схема реализована нами в рамках формализма, изложенного в статье [15], где рассмотрены разностные схемы годуновского типа в криволинейных координатах, их применение в сферических координатах и тестовые примеры.

В конечном итоге реализованная нами разностная схема сводится к следующим вычислениям. Пусть $\mathbf{q} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, E)^T$ – вектор консервативных переменных, где ρ – объемная плотность, u, v, w – компоненты скорости в сферической системе координат. Для нахождения значения \mathbf{q}^{n+1} на новом временном слое производятся два шага – шаг адвекции и шаг учета гравитационных источников. Шаг адвекции сводится к нахождению промежуточных значений \mathbf{q}^* следующим образом:

$$\mathbf{q}^* = \mathbf{q}^n + \frac{\Delta t}{\Delta V} (\Delta \mathbf{f} + \Delta \mathbf{G} + \Delta \mathbf{H}), \quad (4)$$

где Δt – временной шаг, ΔV – объем текущей ячейки, а $\Delta \mathbf{f}, \Delta \mathbf{G}, \Delta \mathbf{H}$ – потоки через соответствующие грани ячеек, компоненты которых приведены в Приложении А. После адвекционного шага следует шаг учета гравитационных источников,

на котором вычисляется поправка к радиальной скорости:

$$u^{n+1} = u^* - \frac{GM}{r^2} \Delta t, \quad (5)$$

где G – гравитационная постоянная, M – масса центральной звезды, и пересчитываются зависящие от нее величины, формируя значения \mathbf{q}^{n+1} на новом временном слое:

$$\mathbf{q}^{n+1} = (\rho^*, \rho^* u^{n+1}, \rho^* v^*, \rho^* w^*, E(u^{n+1}, v^*, w^*))^T. \quad (6)$$

Реализованный гидродинамический метод был тщательно нами протестирован. В частности, численное решение задачи о распаде разрыва хорошо согласуется с аналитическим решением для всех типов разрывов. Кроме того, мы убедились в том, что в рамках одномерной аксиально-симметричной геометрии использованный конечно-разностный подход показывает близкие результаты в сравнении с классическим подходом, при котором явно выделяются источники члены, связанные с криволинейностью системы координат.

2.2. Метод расчета переноса излучения

Для расчета тепловой структуры газопылевого диска мы используем обобщение нестационарной тепловой модели из работы [16] на двумерный случай. В модели учитываются нагрев среды прямым излучением звезды и диффузия тепло-

го излучения. Соответствующая система уравнений имеет вид:

$$\rho c_V \frac{\partial T}{\partial t} = c \rho \kappa_P (E_r - a T^4) + s_*, \quad (7)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} = -c \rho \kappa_P (E_r - a T^4) + \hat{\Lambda} E_r, \quad (8)$$

где ρ — плотность газопылевой среды, c_V — удельная теплоемкость среды [$\text{эрг г}^{-1} \text{К}^{-1}$], c — скорость света, κ_P [$\text{см}^2 \text{г}^{-1}$] — истинный коэффициент поглощения ИК излучения, усредненный по Планку (без вклада рассеяния, на единицу массы газопылевой среды), s_* [$\text{эрг см}^{-3} \text{с}^{-1}$] — темп нагрева звездным излучением, T — температура среды, E_r — плотность энергии ИК излучения. Уравнение (7) описывает изменение объемной тепловой энергии среды в результате поглощения и переизлучения теплового ИК излучения (слагаемые $c \rho \kappa_P E_r$ и $c \rho \kappa_P a T^4$ соответственно), а также в результате поглощения прямого УФ излучения звезды (s_*). Уравнение (8) представляет собой моментное уравнение переноса излучения в эддингтоновском приближении и описывает изменение плотности энергии ИК излучения в результате поглощения и переизлучения теплового ИК излучения, а также в результате пространственной диффузии ИК излучения, представленной оператором $\hat{\Lambda} E_r$:

$$\hat{\Lambda} E_r = -\text{div } \mathbf{f}_r = \text{div} \left(\frac{1}{\sigma} \text{grad } E_r \right), \quad (9)$$

где \mathbf{f}_r — поток ИК излучения, $\sigma = 3 \kappa_r / c$, κ_r [$\text{см}^2 \text{г}^{-1}$] — коэффициент непрозрачности, усредненный по Росселанду (с учетом рассеяния, на единицу массы газопылевой среды).

Уравнения (7)–(9) формируют нелинейную систему уравнений в частных производных диффузионного типа. Для ее решения мы используем полностью неявный численный метод, в котором правые части уравнений (7), (8), а также дифференциальный оператор (9) зависят от значений функций на новом временном слое:

$$\rho c_V \frac{T - T^n}{\Delta t} = c \rho \kappa_P (E_r - a T^4) + s_*, \quad (10)$$

$$\frac{E_r - E_r^n}{\Delta t} = -c \rho \kappa_P (E_r - a T^4) + \hat{\Lambda} E_r, \quad (11)$$

где T^n и E_r^n — значения с n -го временного слоя, T и E_r — искомые значения на временном слое $(n + 1)$ для заданной пространственной ячейки. В уравнениях сверху для краткости мы опустили верхние индексы $(n + 1)$ -го временного слоя у ρ , T , κ_P , s_* и E_r . Мы также опустили нижние пространственные индексы — для всех величин они

соответствуют рассматриваемой ячейке (i, j) за исключением значения s_* , связывающего три соседних ячейки по радиусу и оператора $\hat{\Lambda}$, связывающего ячейку (i, j) с четырьмя примыкающими ячейками по радиусу и углу θ . Алгоритм решения данной системы уравнений приведен в Приложении В.

Интенсивность ультрафиолетового излучения, необходимая для вычисления функции нагрева s_* , находится для каждой ячейки путем прямого интегрирования уравнения переноса излучения от звезды до рассматриваемого элемента среды вдоль радиального направления. Принципиальным моментом при вычислении функции нагрева звездным излучением в рамках нашей модели является учет радиального градиента плотности внутри ячейки. В нашей модели объемная функция нагрева s^* [$\text{эрг см}^{-3} \text{с}^{-1}$] звездным излучением вычисляется аналогично тому, как предложено в работе [13]:

$$s_* = \rho_m \kappa_{UV} \frac{L \exp(-\tau) (1 - \exp(-\Delta\tau))}{4\pi r_a^2 \Delta\tau}, \quad (12)$$

где L — светимость звезды, $\kappa_{UV} = \kappa_P(T_*)$ [$\text{см}^2 \text{г}^{-1}$] — коэффициент поглощения звездного излучения, r_a — радиальное расстояние от звезды до внутренней границы ячейки, τ — полная оптическая толщина на луче зрения от звезды до внутренней границы ячейки, $\Delta\tau = \kappa_m \Delta l$ — оптическая толщина самой ячейки вдоль луча, Δl — длина отрезка луча внутри ячейки, $\rho_m = \frac{1}{4}(\rho_L + 2\rho_i + \rho_R)$ — усредненная плотность вдоль луча. При выводе формулы (12) из формального решения уравнения переноса излучения предполагалось, что плотность вдоль луча внутри ячейки линейно изменяется от ρ_L до ρ_i и от ρ_i до ρ_R . Значения ρ_L и ρ_R на границах ячеек, в свою очередь, находятся нами с помощью линейной интерполяции плотности между центром текущей ячейки и центрами прилегающих в радиальном направлении ячеек.

В модели предполагается, что единственным источником непрозрачности является пыль, причем температуры газа и пыли равны. Отношение плотности пыли к плотности газа по всему диску предполагается постоянным и равным 0.01, т.е. пыль считается однородно перемешанной с газом. Особенностью тепловой модели является использование усредненных по Планку и Росселанду непрозрачностей, зависящих от температуры. Эти коэффициенты взяты нами из работы [17], где они подробно описаны. Отметим, что мы не используем более реалистичные коэффициенты, учитывающие, в частности, испарение пыли при высоких температурах (см., напр., [18]), чтобы ограничить число исследуемых эффектов.

2.3. Граничные и начальные условия

В качестве начального состояния задается гидростатический в вертикальном направлении кеплеровский диск с температурой 10 К и распределением полной $(-\infty, \infty)$ поверхностной плотности со степенным обрезанием внутренней границы [13]:

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 \left(1 - \exp \left(- \left(\frac{R}{R_0} \right)^p \right) \right) \left(\frac{R}{1 \text{ a.u.}} \right)^{-1}, \quad (13)$$

где $\Sigma_0 = 200 \text{ г см}^{-2}$ – нормировка поверхностной плотности, $R_0 = 3 \text{ а.е.}$, $p = 8$ – параметры сглаживания распределения плотности вблизи внутренней границы диска. Внутренняя и внешняя границы диска равны 1 и 20 а.е. Масса, температура и светимость центральной звезды равны соответственно $M = 1 M_\odot$, $T_* = 6000 \text{ К}$, $L = 5 L_\odot$. Во внешней границе расчетной области задается фоновая плотность $10^{-19} \text{ г см}^{-3}$, нулевые компоненты скорости и температура фонового ИК излучения, равная 10 К.

3. ПРИБЛИЖЕННЫЕ МОДЕЛИ ГАЗОПЫЛЕВОГО ДИСКА

Целью данной работы является исследование роли двумерных эффектов в генерации поверхностных тепловых волн. Для этого наряду с базовой двумерной моделью мы рассмотрели модели, в которых приближения, использованные нами в ранее представленной 1 + 1D модели [13], последовательно заменяются на более строгие. Наряду с полноценной 2D гидродинамикой (2D HD) мы рассмотрели модели, где газ находится в гидростатическом равновесии в θ направлении (1D static). Помимо двумерного приближения в переносе ИК излучения (2D RT) мы рассмотрели также модели, где ИК излучение может распространяться только в θ направлении (1D RT). На рис. 3 показаны рассмотренные нами комбинации моделей, а ниже мы кратко опишем реализацию используемых приближений.

Отметим, что комбинация “1D static & 1D RT” наиболее схожа по постановке с моделью из нашей предыдущей работы [13]. В этой статье мы рассматриваем модель “1D static & 1D RT”, чтобы воспроизвести картину формирования поверхностных волн, полученную в [13] на декартовой сетке.

3.1. Гидростатическое приближение

Вычисление структуры диска в рамках данного приближения мы проводим на основе решения следующего уравнения:

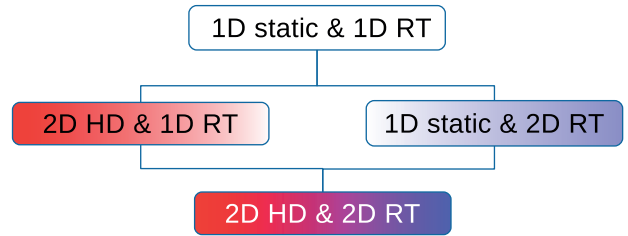


Рис. 3. Рассматриваемые модели газопылевого диска (static – гидростатика, HD – гидродинамика, RT – перенос излучения).

$$\frac{1}{\rho} \frac{d(\rho T)}{d\psi} = -\beta\psi, \quad (14)$$

где $\psi = \pi/2 - \theta$ – угол, отсчитываемый от экваториальной плоскости диска, $\beta = \frac{GM}{R_\mu r_c}$, $R_\mu = \frac{k_B}{\mu m_a}$, k_B – постоянная Больцмана, $\mu = 2.3$ – средний молекулярный вес, m_a – атомная единица массы, r_c – радиальное расстояние до центра ячейки. Уравнение (14) можно получить из уравнения для гидростатического в вертикальном направлении диска, предполагая, что отношение z/r мало. Однако мы используем уравнение (14) для всех ячеек расчетной области. При численном интегрировании уравнения (14) мы предполагаем, что значения температуры в ячейках известны (определены после расчета переноса излучения). Дополнительным условием при интегрировании уравнения (14) является сохранение массы всей колонки ячеек по θ . Таким образом, в рамках такого подхода мы позволяем перераспределяться веществу в θ направлении, подстраиваясь под текущую тепловую структуру. Такой диск, безусловно, не будет являться гидростатическим в физическом смысле, поскольку уравнение (14) является приближенным и некорректным для $z/r \sim 1$. Однако оно качественно верно отражает зависимость высоты диска от тепловой структуры и легко решается на сферической сетке, поэтому его удобно использовать для исследования неустойчивости диска.

3.2. Одномерная тепловая модель

В данном приближении мы предполагаем, что ИК излучение распространяется только в θ направлении, в то время как УФ излучение звезды прогревает диск только в радиальном направлении. В рамках описанных в разделе 2 и Приложении В уравнений это приближение реализуется занулением потоков $F_{r,ra}$ и $F_{r,rb}$ в выражении (B3), после чего нахождение тепловой структуры разбивается на ряд одномерных задач. Соответству-

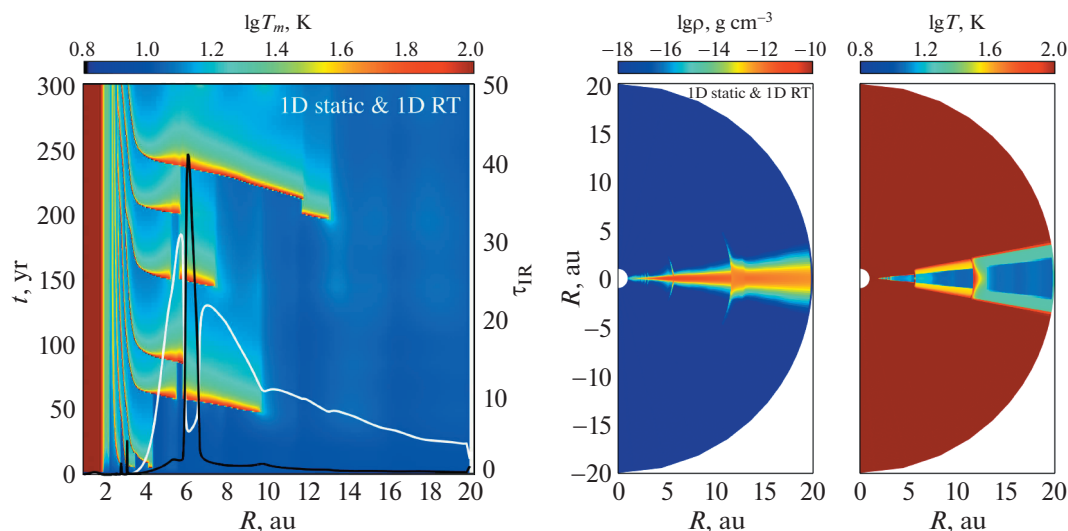


Рис. 4. Результаты расчетов для модели “1D static & 1D RT”. Слева — эволюция экваториальной температуры в первые 300 лет. Белая линия показывает характерное тепловое время для всей толщи диска. Распределение вертикальной оптической толщины к собственному тепловому излучению показано черной линией. Справа — распределения плотности и температуры в полярном сечении диска на момент времени 200 лет.

ющие конечно-разностные уравнения решаются нами методом прогонки. При этом важным моментом является задание граничных условий: если формально взять все ячейки по θ в полученной разностной схеме, то излучение внутри рассматриваемого массива по θ будет заперто, поскольку площади граней ячеек, соприкасающихся с полярной осью, равны нулю ($S_{\theta a} = 0$ при $\theta = 0$, $S_{\theta b} = 0$ при $\theta = \pi$). Поэтому мы искусственно задаем плотность энергии излучения в приполярных ячейках равной межзвездному фону. Отметим, что это приближение, как и модель гидростатического равновесия по углу θ , безусловно, является достаточно грубым и не может считаться полезным для практического использования. Мы используем его только как инструмент проверки приближений, лежащих в основе 1+1D аналитических моделей возникновения поверхностных волн.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В этом разделе мы описываем результаты численного моделирования поверхностных волн, начиная с моделей с самой простой трактовкой физических процессов (гидростатических и одрезультаты расчета эволюции экваториальной температуры диска в первые 300 лет для модели “1D static & 1D RT”. На распределении хорошо проявляются возмущения, зарождающиеся внутри 15 а.е. и распространяющиеся снаружи внутрь. Период возникновения и время распространения возмущений составляют ~ 50 лет, что

сопоставимо с характерным тепловым временем

$$t_{\text{th}} = \frac{3c_v \Sigma^2 \kappa_R(T_m)}{8 \sigma_{\text{SB}} T_m^3},$$

распределение которого показано белой линией для момента 300 лет. На данном распределении в волнах, бегущих снаружи внутрь, встречаются разрывы (см. напр., область в окрестности 6 а.е. на момент 150 лет). Эти разрывы связаны с формированием внутреннего горба на поверхности диска, который начинает затенять существующий в данный момент более внешний горб. После того как внутренний горб достигает внутренней границы диска, внешний горб восстанавливается и продолжает свое распространение с места, на котором он остановился в момент затмения (время затмения меньше времени остывания внешнего горба).

На левой панели рис. 4 черной линией также показано распределение оптической толщины $\tau_{\text{IR}} = \kappa_p \Sigma(R)$ в вертикальном направлении к собственному тепловому излучению диска на момент времени 300 лет. Сильный пик в окрестности 6 а.е. связан с повышением температуры (и, соответственно, повышением $\kappa_p(T)$) в этой области вследствие зарождающегося теплового возмущения. Оптическая толщина превышает единицу в области 4–10 а.е., что оправдывает здесь использование приближения Эддингтона для расчета диффузии теплового излучения.

На правой панели рис. 4 приведены двумерные распределения плотности и температуры в полярном сечении диска на момент времени 200 лет. На распределениях отчетливо видны два

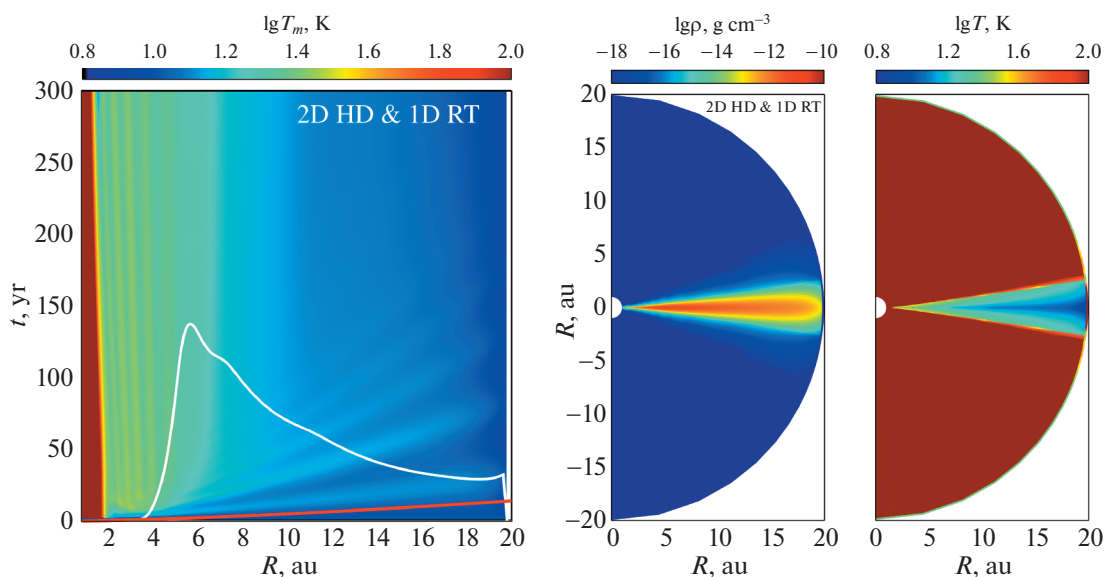


Рис. 5. Результаты расчетов для модели “2D HD & 1D RT”. Слева – эволюция экваториальной температуры в первые 300 лет. Белая линия показывает характерное тепловое время для всей толщи диска, красная линия – характерное динамическое (кеплеровское) время. Числовая шкала для этих времен совпадает со шкалой для времени эволюции. Справа – распределения плотности и температуры в полярном сечении диска на момент времени 200 лет.

возмущения в окрестности 5 и 12 а.е., имеющие форму арок. Такая форма возмущений связана с предположением гидростатической модели о том, что вещество перераспределяется только в θ направлении. Для каждого радиального положения в диске температура падает от атмосферы к экватору, что характерно для классического пассивного диска. Температура в области горбов, получающих бóльшую долю звездного излучения, повышена. Температура также повышена на протяжении ~ 2 а.е. за горбами, что связано с конечным временем охлаждения диска за счет собственного ИК излучения. Качественно описанная картина эволюции диска похожа на ту, что представлена нами в предыдущей работе [13] для модели диска с аналогичными начальными параметрами. Отметим, что ценность данной модели прежде всего методическая, т.к. нереалистичная (арочная) форма бегущих возмущений, связанная с одномерным описанием структуры диска и переноса излучения в θ направлении, не позволяет использовать ее для связи с какими-либо наблюдениями. Вместе с тем с помощью этой модели нам удалось воспроизвести формирование тепловых волн в рамках численного кода, реализованного в сферической системе координат. Эта модель служит отправной точкой для нашего последующего исследования двумерных эффектов.

На рис. 5 приведены результаты расчета эволюции диска в рамках модели “2D HD & 1D RT”. Учет гидродинамических эффектов полностью изменяет картину эволюции диска. В отличие от

модели “1D static & 1D RT”, где волны периодически зарождаются в области 6–15 а.е., возмущения в модели “2D HD & 1D RT” возникают только в начальные моменты времени внутри 4 а.е. и распространяются наружу. Мы полагаем, что эти возмущения связаны с сильной гидродинамической неравновесностью начального состояния диска. Данные волны со временем угасают и прослеживаются до времени ~ 150 лет. Во внутренней части диска ($r < 5$ а.е.) устанавливается стационарная кольцеобразная структура. Распределения плотности и температуры в полярном сечении диска выглядят гладкими, за исключением слабых кольцеобразных возмущений во внутренних областях диска. Тепловая структура диска является стандартной для пассивного диска: атмосфера диска теплее экваториальных областей, присутствует слабый радиальный градиент температуры в экваториальной плоскости.

На рис. 6 показана эволюция радиальной скорости u в экваториальной плоскости, а также вдоль угловой координаты для ячеек на радиусе 10 а.е. Эти распределения иллюстрируют распространение и затухание гидродинамических возмущений, возникающих в начальный момент времени. Возмущения радиальных скоростей $\Delta u \sim 0.2$ км/с сопоставимы со звуковыми скоростями $c_s = (k_B T_m / (\mu m_a))^{1/2} \approx 0.19$ км/с для $T_m = 10$ К. Отметим, что возмущения скорости в поверхностных слоях ($\psi \approx \pm 0.3$ радиан) выше, чем в экваториальной плоскости ($\psi = 0$ радиан). Интересной особенностью данных распределений яв-

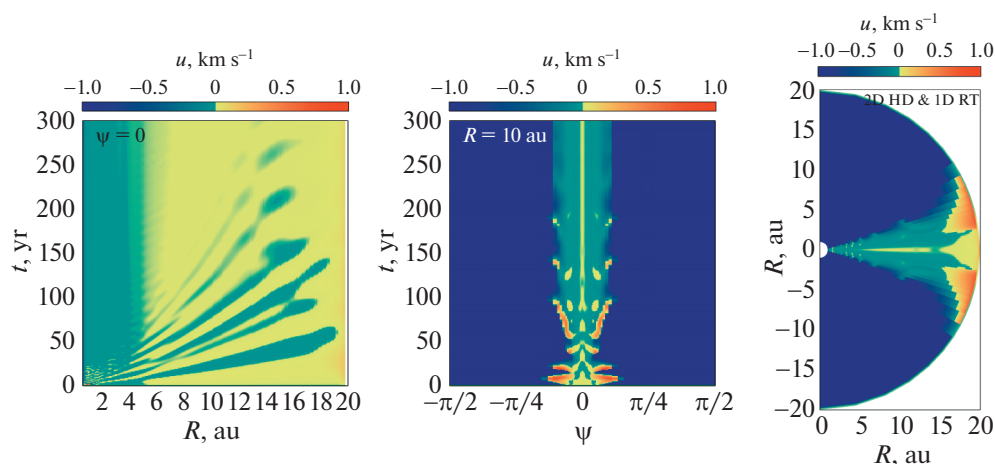


Рис. 6. Результаты расчетов для модели “2D HD & 1D RT”. Слева — эволюция распределения радиальной скорости $u(r)$ в экваториальной плоскости диска. В центре — эволюция широтного распределения радиальной скорости $u(\psi)$, где ψ — угол, отсчитываемый от экватора, на радиусе 10 а.е. Справа — распределение радиальной скорости $u(r, \psi)$ в полярном сечении диска на момент времени 200 лет.

ляется то, что со временем в диске устанавливается меридиональная циркуляция — в поверхностных частях диска вещество течет на звезду, в то время как в экваториальной области вещество течет наружу. Сильные возмущения скоростей ~ 1 км/с на внешней границе расчетной области связаны с использованными граничными условиями.

Тепловые волны, распространяющиеся снаружи внутрь, в данной модели не возникают. Мы считаем, что причиной этому является то, что возникающие поверхностные возмущения успевают разглаживаться динамически, прежде чем они успеют существенно прогреть нижележащие слои. Такое разглаживание аналогично описанному выше процессу релаксации первоначально неравновесного состояния. В пользу этого говорит сопоставление характерного теплового времени (продолжительность прогрева экваториальных слоев) и динамического времени $t_K = \sqrt{R^3/(GM)}$, показанных на левой панели рис. 5 белым и красным цветами соответственно. Действительно, в рассматриваемой области динамическое время короче теплового. Здесь важно отметить, что условие малости динамического времени по отношению к тепловому времени используется в качестве обоснования использования гидростатического равновесия в вертикальном направлении, являющегося ключевым приближением в современной картине формирования тепловых волн. Однако результаты нашего моделирования показывают, что это условие приводит к динамической релаксации возмущений в радиальном направлении. На основании данной модели мы делаем вывод, что гидродинамические эффекты могут подавлять поверхностные волны.

На рис. 7 показаны результаты расчета эволюции диска для модели “1D static & 2D RT”. Характер эволюции диска в этой модели существенно отличается от двух рассмотренных моделей. В данной модели не возникает периодических бегущих волн, однако в структуре диска можно выделить несколько горбов. Самый заметный формируется в области ~ 8 а.е. в момент ~ 120 лет и медленно движется внутрь, однако после 250 лет становится практически стационарным. Распределение температуры в полярном сечении диска на момент 200 лет более однородно по сравнению с моделью “2D HD & 1D RT”, в нем не так отчетливо проявляется вертикальная стратификация по температуре. Эту особенность мы связываем с эффектами затенения внешних слоев диска внутренними квазистационарными горбами, при этом тепловую структуру во многом определяет двумерный характер диффузии ИК излучения. Общий вывод по данной модели состоит в том, что двумерный перенос ИК излучения достаточно эффективно размывает тепловые неоднородности диска, тем самым подавляя (или многократно замедляя по сравнению с моделью “1D static & 1D RT”) периодическое возникновение и распространение поверхностных волн. Вместе с тем в данной модели наблюдаются внутренние квазистационарные возмущения, перехватывающие и перерабатывающие значительную долю излучения звезды, поступающего в диск.

Полученные в рамках данной модели выводы следует сопоставить с результатами работы [11], где в рамках гидростатического приближения также учитываются двумерные эффекты переноса излучения, но волны там образуются. Ключевым отличием между нашими моделями является

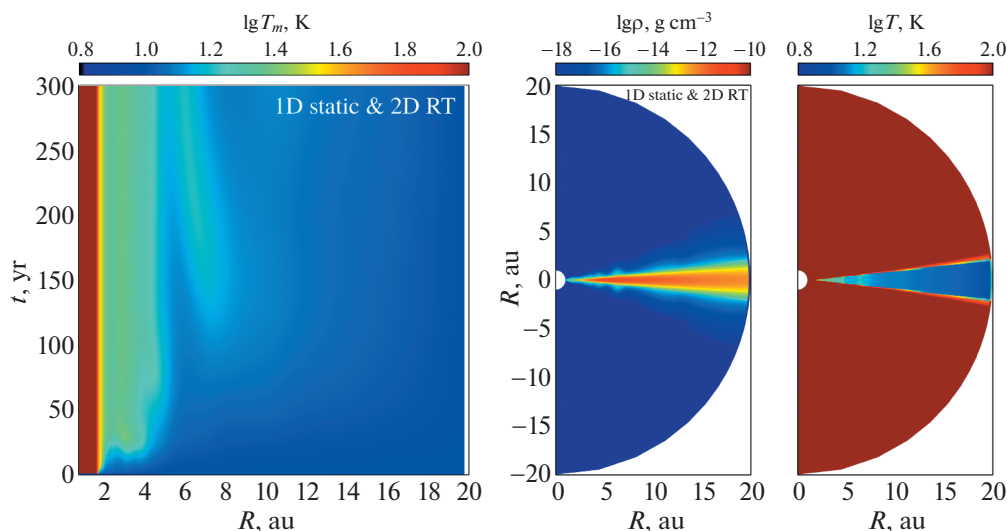


Рис. 7. Результаты расчетов для модели “1D static & 2D RT”. Слева – эволюция экваториальной температуры в первые 300 лет. Справа – распределения плотности и температуры в полярном сечении диска на момент времени 200 лет.

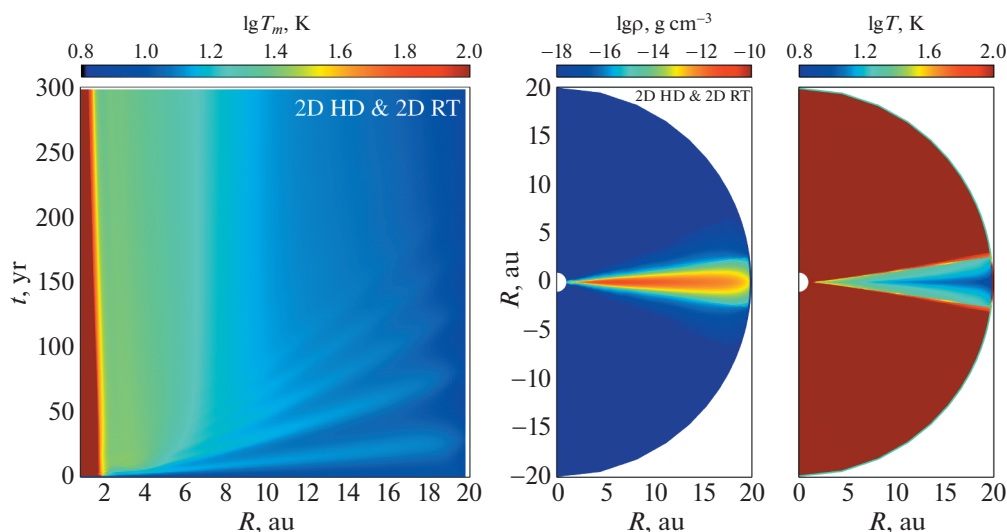


Рис. 8. Результаты расчетов для модели “2D HD & 2D RT”. Слева – эволюция экваториальной температуры в первые 300 лет. Справа – распределения плотности и температуры в полярном сечении диска на момент времени 200 лет.

то, что тепловая структура диска в работе [11] описывается в рамках двухзонного приближения, а характерная высота диска определяется значением экваториальной температуры. В нашей же модели гидростатическая структура диска выстраивается в соответствии с вертикальным профилем температуры. В статье [11] используется также другой метод расчета переноса теплового излучения на основе прямого интегрирования, в то время как в нашем подходе используется диффузионный метод. На основании этого можно предположить, что в рамках нашей модели релак-

сация тепловых неоднородностей более эффективна, что не приводит к их росту.

Наконец, на рис. 8 приведены результаты расчета эволюции диска для модели “2D HD & 2D RT”. Динамика и структура диска в рамках данной модели близки к тому, что наблюдалось в модели “2D HD & 1D RT”. Единственным существенным отличием от последней является то, что в модели “2D HD & 2D RT” внутренняя область диска ($r < 6$ а.е.) стала однородной, в ней отсутствует разбиение на кольца. Структура диска в плоскости ($r\theta$) соответствует пассивному диску с

выраженной тепловой стратификацией по вертикали. По результатам данной модели можно сделать глобальный вывод о том, что совместный учет двумерной гидродинамики и переноса теплового излучения подавляет формирование и распространение поверхностных тепловых волн в газопылевых дисках.

В связи с полученными нами результатами необходимо отметить статью [19], препринт которой появился на этапе рецензирования нашей работы. Fuksman & Klahr [19] независимо от нас с помощью своей численной модели также пришли к выводу о подавлении тепловых волн при учете гидродинамических эффектов и нестационарности теплопереноса.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа – логическое продолжение исследования, представленного нами в статье [13]. Основной целью данной работы являлось изучение поверхностных тепловых волн в газопылевых дисках при более реалистичном описании процессов с учетом двумерных гидродинамических эффектов и двумерных эффектов переноса теплового излучения (в плоскости (r, θ)). Для этого мы разработали модель эволюции аксиально-симметричного диска, предназначенную для последовательного исключения приближений, лежащих в основе современной теории поверхностных тепловых волн. В данном двумерном численном коде мы также реализовали упрощенные подходы, используемые в 1+1D моделях – приближение вертикального гидростатического равновесия и вертикальной диффузии ИК излучения, и воспроизвели картину формирования бегущих поверхностных волн из статьи [13]. Затем мы показали, что замена приближения гидростатического равновесия на гидродинамическое моделирование приводит к исчезновению поверхностных тепловых волн. К такому же результату приводит и замена одномерного приближения для расчета теплового излучения на двумерное моделирование. Полученные результаты свидетельствуют о том, что совместный учет двумерных эффектов, связанных с гидродинамикой и переносом теплового излучения, подавляет развитие поверхностных тепловых волн, имеющих место в рамках 1+1D подхода.

Полученный здесь вывод нужно воспринимать с определенной осторожностью в связи с ограничениями нашей модели. Используемый нами метод расчета переноса излучения основан на эддингтоновском приближении, при котором предполагается изотропность поля ИК излучения. Это приближение преувеличивает диффузионный характер распространения излучения в оптически тонких и переходных областях, а значит приводит к более эффективному размыванию

неоднородностей. Необходимо проверить полученные выводы с использованием более корректных методов расчета переноса излучения, таких как диффузионный метод с ограничителем потока (Flux Limited Diffusion) [20] или метод переменного тензора Эддингтона (Variable Eddington Tensor) [21]. В статье [11] отмечено, что подавлять развитие неустойчивости может также недостаточно высокое пространственное разрешение численной модели. В своих расчетах из-за высоких вычислительных затрат мы были ограничены относительно разреженной пространственной сеткой ($N_r \times N_\theta = 360 \times 64$, однако она неоднородна). Поэтому необходим последующий анализ на более подробных сетках. Отметим, что полученные нами выводы не позволяют утверждать о принципиальной невозможности развития неустойчивости. Наши результаты лишь показывают отсутствие двумерных поверхностных волн в конкретных физических условиях, при которых они самопроизвольно формировались в 1+1D модели. Необходимо исследовать проблему для широкого интервала параметров газопылевых дисков, в частности, в случае когда характерные тепловые и динамические времена сопоставимы.

Приложение А

КОМПОНЕНТЫ ВЕКТОРОВ ПОТОКОВ ДЛЯ КОНЕЧНО-РАЗНОСТНОГО УРАВНЕНИЯ ГИДРОДИНАМИКИ

Компоненты векторов потоков, входящих в уравнение (4), для конечно-разностной сетки в сферической системе координат с учетом аксиальной симметрии задачи имеют следующий вид:

$$\Delta F_1 = F_{1a} - F_{1b},$$

$$\Delta F_2 = F_{2a} - F_{2b},$$

$$\Delta F_3 = F_{3a} - F_{3b},$$

$$\Delta F_4 = F_{4a} - F_{4b},$$

$$\Delta F_5 = F_{5a} - F_{5b},$$

$$\Delta G_1 = G_{1a} - G_{1b},$$

$$\Delta G_2 = G_{2a} \cos \theta - G_{2b} \cos \theta + G_{3a} \sin \theta + G_{3b} \sin \theta,$$

$$\Delta G_3 = -G_{2a} \sin \theta - G_{2b} \sin \theta + G_{3a} \cos \theta - G_{3b} \cos \theta,$$

$$\Delta G_4 = G_{4a} - G_{4b},$$

$$\Delta G_5 = G_{5a} - G_{5b},$$

$$\Delta H_1 = 0,$$

$$\Delta H_2 = H_{4a} \sin \varphi \sin \theta + H_{4b} \sin \varphi \sin \theta,$$

$$\Delta H_3 = H_{4a} \sin \varphi \cos \theta + H_{4b} \sin \varphi \cos \theta,$$

$$\Delta H_4 = -H_{2a} \sin \varphi \sin \theta - H_{2b} \sin \varphi \sin \theta - H_{3a} \sin \varphi \cos \theta - H_{3b} \sin \varphi \cos \theta,$$

$$\Delta H_5 = 0,$$

где:

$$\begin{aligned} F_{1a} &= (\tilde{\rho}\tilde{u})_{ra} S_{ra}, & F_{1b} &= (\tilde{\rho}\tilde{u})_{rb} S_{rb}, \\ F_{2a} &= (\tilde{\rho}\tilde{u}^2 + \tilde{P})_{ra} S_{ra}, & F_{2b} &= (\tilde{\rho}\tilde{u}^2 + \tilde{P})_{rb} S_{rb}, \\ F_{3a} &= (\tilde{\rho}\tilde{u}\tilde{v})_{ra} S_{ra}, & F_{3b} &= (\tilde{\rho}\tilde{u}\tilde{v})_{rb} S_{rb}, \\ F_{4a} &= (\tilde{\rho}\tilde{u}\tilde{w})_{ra} S_{ra}, & F_{4b} &= (\tilde{\rho}\tilde{u}\tilde{w})_{rb} S_{rb}, \\ F_{5a} &= (\tilde{E} + \tilde{P}\tilde{u})_{ra} S_{ra}, & F_{5b} &= (\tilde{E} + \tilde{P}\tilde{u})_{rb} S_{rb}, \\ G_{1a} &= (\tilde{\rho}\tilde{v})_{\theta a} S_{\theta a}, & G_{1b} &= (\tilde{\rho}\tilde{v})_{\theta b} S_{\theta b}, \\ G_{2a} &= (\tilde{\rho}\tilde{v}\tilde{u})_{ra} S_{\theta a}, & G_{2b} &= (\tilde{\rho}\tilde{v}\tilde{u})_{rb} S_{\theta b}, \\ G_{3a} &= (\tilde{\rho}\tilde{v}^2 + \tilde{P})_{\theta a} S_{\theta a}, & G_{3b} &= (\tilde{\rho}\tilde{v}^2 + \tilde{P})_{\theta b} S_{\theta b}, \\ G_{4a} &= (\tilde{\rho}\tilde{v}\tilde{w})_{\theta a} S_{\theta a}, & G_{4b} &= (\tilde{\rho}\tilde{v}\tilde{w})_{\theta b} S_{\theta b}, \\ G_{5a} &= (\tilde{E} + \tilde{P}\tilde{v})_{\theta a} S_{\theta a}, & G_{5b} &= (\tilde{E} + \tilde{P}\tilde{v})_{\theta b} S_{\theta b}, \\ H_{2a} &= (\tilde{\rho}\tilde{w}\tilde{u})_{\varphi a} S_{\varphi a}, & H_{2b} &= (\tilde{\rho}\tilde{w}\tilde{u})_{\varphi b} S_{\varphi b}, \\ H_{3a} &= (\tilde{\rho}\tilde{w}\tilde{v})_{\varphi a} S_{\varphi a}, & H_{3b} &= (\tilde{\rho}\tilde{w}\tilde{v})_{\varphi b} S_{\varphi b}, \\ H_{4a} &= (\tilde{\rho}\tilde{w}^2 + \tilde{P})_{\varphi a} S_{\varphi a}, & H_{4b} &= (\tilde{\rho}\tilde{w}^2 + \tilde{P})_{\varphi b} S_{\varphi b}. \end{aligned}$$

В приведенных выражениях тильдой обозначены величины, найденные из решения задачи о распаде произвольного разрыва для соответствующей грани ячейки, отмеченной индексом снизу; S_{ra} , S_{rb} , $S_{\theta a}$, $S_{\theta b}$, $S_{\varphi a}$, $S_{\varphi b}$ – площади граней ячейки (см. рис. 2). Отметим, что тригонометрические функции и смешение компонентов потоков в приведенных выражениях для компонентов ΔG и ΔH связаны с преобразованием локального базиса (и соответственно координат векторов скорости) при переходе между ячейками по θ и по φ . В то же время нулевые значения для ΔH_1 и ΔH_5 получены, учитывая предполагаемую аксиальную симметрию задачи.

Приложение В

МЕТОД РЕШЕНИЯ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ ПЕРЕНОСА ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Система уравнений тепловой эволюции среды (10), (11) решается с помощью итераций Ньютона, для этого уравнения линеаризуются с помощью аппроксимации:

$$T^4 \approx 4T_k^3 T - 3T_k^4,$$

где T_k – значение температуры на предыдущей k -й итерации, после чего уравнения (10), (11) можно привести к виду:

$$T = \frac{b_d + \omega_p \Delta t E_r}{c_d + c_r}, \tag{B1}$$

$$\left[1 + \frac{c_d}{c_d + c_r} \omega_p \Delta t - \Delta t \hat{\Lambda} \right] E_r = g. \tag{B2}$$

Фигурирующие в данных уравнениях коэффициенты c_d , ω_p , c_r , b_d , g вычисляются следующим образом:

$$\begin{aligned} c_d &= \rho c_v, \\ \omega_p &= c_r \kappa_p, \\ c_r &= 4a T_k^3 \omega_p \Delta t, \\ b_d &= c_d T^n + \frac{3}{4} c_r T_k + \rho S \Delta t, \\ g &= E_r^n - \frac{3}{4} c_r T_k + \frac{c_r b_d}{c_d + c_r}. \end{aligned}$$

Дифференциальный оператор $\hat{\Lambda}$ в сферической системе координат аппроксимируется нами в следующем конечно-разностном виде:

$$\hat{\Lambda} E_r = \frac{1}{\Delta V} (S_{ra} F_{r,ra} - S_{rb} F_{r,rb} + S_{\theta a} F_{r,\theta a} - S_{\theta b} F_{r,\theta b}), \tag{B3}$$

где ΔV – объем ячейки, S_{ra} , S_{rb} , $S_{\theta a}$, $S_{\theta b}$ – площади граней текущей ячейки (см. рис. 2). Потоки через грани ячейки находятся по формулам:

$$\begin{aligned} F_{r,ra} &= -\frac{1}{\sigma_{ra}} \frac{E_r(i, j) - E_r(i-1, j)}{\Delta r_a}, \\ F_{r,rb} &= -\frac{1}{\sigma_{rb}} \frac{E_r(i+1, j) - E_r(i, j)}{\Delta r_b}, \\ F_{r,\theta a} &= -\frac{1}{\sigma_{\theta a}} \frac{E_r(i, j) - E_r(i, j-1)}{r_c \Delta \theta_a}, \\ F_{r,\theta b} &= -\frac{1}{\sigma_{\theta b}} \frac{E_r(i, j+1) - E_r(i, j)}{r_c \Delta \theta_b}, \end{aligned}$$

где $E_r(i, j)$ – энергия в текущей ячейке с индексами (i, j) , r_c – радиальная координата центра текущей ячейки, значения $\sigma = 3r\kappa_r/c$ рассчитываются исходя из плотности газа и температуры среды для соответствующих граней путем интерполяции от центра текущей ячейки до центров прилегающих ячеек для соответствующих граней (см. рис. 2). С учетом этого уравнение (B2) можно переписать в следующем операторном виде:

$$\hat{\Omega} E_r = g, \tag{B4}$$

где $\hat{\Omega} = \left(1 + \frac{c_d}{c_d + c_r} \omega_p \Delta t \right) \hat{I} - \Delta t \hat{\Lambda}$, а \hat{I} – единичный тензор. Уравнение (B4) представляет собой компактную запись системы линейных алгебраических уравнений с разреженной пятидиагональной матрицей. Решение данной системы уравнений находится нами с помощью метода GMRES [22], либо с помощью метода переменных на-

правлений [23] (ADI, Alternating Direction Implicit), в зависимости от сложности задачи. Наши численные эксперименты с данной моделью показывают, что метод GMRES обладает хорошей устойчивостью, но в несколько раз медленнее метода переменных направлений. Для метода ADI важен выбор итерационных параметров, которые мы находим исходя из близости результатов к решению системы методом GMRES.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензенту за ценные замечания и предложения по улучшению статьи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90103. Работа В.В. Акимкина была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (20-1-2-20-1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *E. P. Velikhov*, *Sov. J. Experim. Theoret. Phys.* **36**, 1398 (1959), <http://jetp.ras.ru/cgi-bin/e/index/e/9/5/p995?a=list>.
2. *S. A. Balbus and J. F. Hawley*, *Astrophys. J.* **376**, 214 (1991).
3. *A. N. Youdin and J. Goodman*, *Astrophys. J.* **620**, 459 (2005), arXiv:astro-ph/0409263.
4. *R. P. Nelson, O. Gressel, and O. M. Umurhan*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **435**, 2610 (2013), arXiv:1209.2753 [astro-ph.EP].
5. *H. Klahr and A. Hubbard*, *Astrophys. J.* **788**, id. 21 (2014), arXiv:1403.6721 [astro-ph.SR].
6. *G. R. J. Lesur and H. Latter*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **462**, 4549 (2016), arXiv:1606.03012 [astro-ph.EP].
7. *V. V. Zhuravlev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **512**, 2636 (2022), arXiv:2203.04792 [astro-ph.EP].
8. *S.-I. Watanabe and D. N. C. Lin*, *Astrophys. J.* **672**, 1183 (2008), arXiv:0709.1760 [astro-ph].
9. *T. Ueda, M. Flock, and T. Birnstiel*, *Astrophys. J. Letters* **914**, id. L38 (2021), arXiv:2105.13852 [astro-ph.EP].
10. *Y. Wu and Y. Lithwick*, *Astrophys. J.* **923**, id. 123 (2021), arXiv:2105.02680 [astro-ph.EP].
11. *S. Okuzumi, T. Ueda, and N. J. Turner*, arXiv:2201.09241 [astro-ph.EP] (2022).
12. *C. P. Dullemond*, *Astron. and Astrophys.* **361**, L17 (2000), arXiv:astro-ph/0007399.
13. *Y. N. Pavlyuchenkov, L. A. Maksimova, and V. V. Akimkin*, *Astron. Rep.* **66**, 321 (2022), arXiv:2203.06614 [astro-ph.EP].
14. *А. Г. Куликовский, Н. В. Погорелов, А. Ю. Семенов*, *Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений* (М.: Физматлит, 2012).
15. *М. В. Абакумов*, *Прикладная математика и информатика* **45**, 63 (2014). *M. V. Abakumov, Prikladnaya matematika i informatika* **45**, 63 (2014).
16. *E. I. Vorobyov and Y. N. Pavlyuchenkov*, *Astron. and Astrophys.* **606**, id. A5 (2017), arXiv:1706.00401 [astro-ph.GA].
17. *Y. N. Pavlyuchenkov, A. V. Tutukov, L. A. Maksimova, and E. I. Vorobyov*, *Astron. Rep.* **64**, 1 (2020), arXiv:1912.08572 [astro-ph.SR].
18. *D. Semenov, T. Henning, C. Helling, M. Igner, and E. Sedlmayr*, *Astron. and Astrophys.* **410**, 611 (2003), arXiv:astro-ph/0308344.
19. *J. D. Melon Fuksman and H. Klahr*, arXiv:2207.05106 [astro-ph.EP] (2022).
20. *C. D. Levermore and G. C. Pomraning*, *Astrophys. J.* **248**, 321 (1981).
21. *J. M. Stone, D. Mihalas, and M. L. Norman*, *Astrophys. J. Suppl.* **80**, 819 (1992).
22. *Y. Saad and M. H. Schultz*, *SIAM J. Sci. Stat. Comp.* **7**, 856 (1986), <https://doi.org/10.1137/0907058>
23. *А. А. Самарский, Е. С. Николаев*, *Методы решения сеточных уравнений* (М.: Наука, 1978).

ФОРМИРОВАНИЕ ДВУХКОЛЬЦЕВЫХ ПОЛИЦИКЛИЧЕСКИХ АРОМАТИЧЕСКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ ПРИ РЕКОМБИНАЦИИ БЕНЗИЛ И ПРОПАРГИЛ РАДИКАЛОВ В УСЛОВИЯХ ОКОЛОЗВЕЗДНЫХ ОБОЛОЧЕК ЗВЕЗД АСИМПТОТИЧЕСКОЙ ВЕТВИ ГИГАНТОВ

© 2022 г. В. С. Красноухов^{1, 2, *}, П. С. Пивоваров², М. В. Загидуллин¹,
В. Н. Аязов¹, А. М. Мебель³, А. Н. Морозов³

¹ Самарский филиал Физического института им П.Н. Лебедева РАН, Самара, 443011, Россия

² Самарский университет, Самара, 443086, Россия

³ Кафедра химии и биохимии, Международный университет Флориды, Майами, Флорида 33199, США

*E-mail: vkrasnoukhov@fian.smr.ru

Поступила в редакцию 08.04.2022 г.

После доработки 26.05.2022 г.

Принята к публикации 21.06.2022 г.

Механизмы и кинетика образования двухкольцевых полициклических ароматических углеводородов при рекомбинации радикалов бензила (C_7H_7) и пропаргила (C_3H_3) в условиях околозвездных оболочек богатых углеродом звезд асимптотической ветви гигантов, а также их горения уточнены на основе высокоточных методов квантовой химии и развитой теории переходного состояния. На основе построенных диаграмм поверхности потенциальных энергий и расчетных зависимостей кинетических констант процессов от температуры и давления выявлены реакционные пути и их относительные вклады в состав конечных продуктов. Показано, что в условиях околозвездных оболочек звезд асимптотической ветви гигантов стабилизации начальных комплексов $C_{10}H_{10}$, в отличие от пламени горения, не происходит, что способствует росту выхода двуциклических продуктов реакции.

Ключевые слова: рекомбинация, радикал, C_7H_7 , C_3H_3 , полициклический ароматический углеводород, ПАУ, оболочка звезды, асимптотическая ветвь гигантов

DOI: 10.31857/S0004629922090079

1. ВВЕДЕНИЕ

Полициклические ароматические углеводороды (ПАУ) — органические молекулы, состоящие из конденсированных бензольных колец, вместе с их (де)гидрированными [1], алкилированными [2, 3], протонированными [4, 5] и ионизированными [6] производными считаются присутствующими повсюду в межзвездном пространстве и в околозвездных оболочках. При этом до 20% углеродного баланса в нашей Галактике приписывается как раз молекулам этого класса [1, 7–9]. Также была выдвинута гипотеза, что они представляют собой недостающее звено между малыми молекулами углерода и углеродсодержащими наночастицами [10, 11]. Некоторые из наблюдаемых диффузионных межзвездных полос [1, 2, 4, 5, 12, 13], которые представляют собой дискретные полосы поглощения, наложенные на кривую межзвездного поглощения в диапазоне от ~ 400 нм (видимая область) до 1.2 мкм (ближняя инфракрасная область), а также неидентифицирован-

ные полосы инфракрасного излучения в диапазоне 3–14 мкм [10, 14, 15], могут быть приписаны ПАУ. Наиболее прямым свидетельством существования ПАУ в межзвездном пространстве является их обнаружение в углеродистых хондритах, таких как Murchison, Allende и Orgueil [16–19], где изотопный анализ $^{13}C/^{12}C$ и D/H подтверждает их околозвездное происхождение [18], а также в кометах [20] и марсианских метеоритах [21]. Недавно ароматическая молекула бензонитрил (C_6H_5CN) была идентифицирована в молекулярном облаке ТМС-1 [22].

Предполагается, что ПАУ образуются в результате роста из небольших ароматических молекул, таких как бензол и толуол, например, в оболочках богатых углеродом звезд асимптотической ветви гигантов (АВГ) и планетарных туманностях [23, 24], через процессы роста молекулярной массы. Механизм “отрыв водорода — присоединение углерода (НАСА)” [25–28], заимствованный из кинетической теории образо-

вания и роста ПАУ на Земле, при горении углеводородного топлива [26, 29–34], был первоначально привлечен для предсказания содержания ПАУ в оболочках звезд [25, 27]. В последнее время [9] на основе экспериментальных и расчетных данных был предложен целый ряд новых реакционных путей, ведущих к укрупнению ПАУ в космических условиях. В отличие от НАСА, где к фенилу последовательно присоединяются две молекулы ацетилен, прежде чем образуется двухкольцевой ПАУ, в новом механизме [23] “отрыв водорода – присоединение винилацетилена” (НАВА) для этого достаточно одного столкновения с молекулой винилацетилена C_4H_4 . В обзоре Кайзера и Хансена [9], кроме НАСА и НАВА, детально описываются известные к настоящему времени механизмы роста ПАУ “добавление фенила–дегидроциклизация” [35] (РАС), “радикал–радикальные реакции” [36] (RRR), “добавление метилидина–циклизация–ароматизация” [37] (МАСА). Поиски новых реакционных путей, ведущих к росту молекулярной массы ПАУ, продолжают вестись во многих лабораториях мира. В работе Френкляха и Фейгельсона [25] отмечается, что результаты по моделированию выхода ПАУ в оболочке звезд АВГ весьма чувствительны к большому числу химических и астрофизических параметров, значения которых в большинстве случаев только грубо оцениваются. Эта проблема решается, в том числе, за счет разработки кинетических схем, учитывающих наиболее важные и значительные реакционные пути, ведущие к формированию и росту ПАУ, а также нахождения точных значений кинетических констант вовлеченных элементарных процессов.

Особую роль в процессах роста ПАУ могут играть метилзамещенные и, в более общем случае, алкилированные ПАУ, молекулой-прототипом которых является толуол. В высокотемпературных средах, например, в околозвездных оболочках или при горении, они могут образовываться в результате процессов метилирования/алкилирования, т.е. в результате реакций преодоления CH_3 /алкил-радикала на H, которые требуют значительных барьеров [38–42]. Бензил радикал образуется из толуола путем отрыва атома H от метильной группы.

В данной работе рассматривается один из возможных путей образования ПАУ в реакции комбинации бензил (C_7H_7) и пропаргил (C_3H_3) радикалов, являющейся потенциально важной стадией образования второго ароматического кольца. По аналогии с реакцией $C_3H_5 + C_3H_3$, ведущей к образованию бензола, нафталин может образовываться в реакции $C_7H_7 + C_3H_3$ и последующих реакциях, как предложено Колкетом и Сири [43], а затем Мариновым и соавт. [44]. Механизм реакции $C_7H_7 + C_3H_3$ ранее изучался в рабо-

те Мацуги и Миёси методами квантовой химии и теоретической химической кинетики [45]. Принимая во внимание последние достижения в развитии теории переходного состояния, механизм и кинетика этой важной реакции заслуживают нового рассмотрения, направленного на уточнение значений констант скоростей реакционных каналов, ведущих к различным продуктам, и их относительных выходов в зависимости от температуры и давления. В данном исследовании константы скорости реакции радикалов бензила и пропаргила, зависящие от температуры и давления, рассчитывались методом Райса–Рамспергера–Касселя–Маркуса и основного кинетического уравнения (РПКМ–ОУ), тогда как константы скорости в пределе высокого давления для безбарьерных входных и выходных каналов, соответственно, оценивались с использованием теории переходного состояния с варьируемой координатой реакции (VRC–TST) и теории фазового пространства. Уточненные константы будут полезны при построении более надежных кинетических моделей образования нафталина и роста ПАУ как в астрохимии, так и в химии горения.

2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА

2.1. Расчет поверхности потенциальной энергии

Были применены *ab initio* расчеты для исследования поверхности потенциальной энергии (ППЭ) реакции бензил + пропаргил. На первом этапе были оптимизированы геометрии реагентов, продуктов, всех локальных минимумов $C_{10}H_{10}$ и переходных состояний с использованием метода теории функционала плотности (ТФП) V3LYP [46–48] с базисным набором 6-311G**. Частоты колебаний и энергия нулевых колебаний (ZPE) рассчитывались с использованием того же уровня теории. Окончательное уточнение одноатомных энергий было выполнено в рамках подхода модельной химии [49–51] G3(MP2,CC), где общая энергия рассчитывается как

$$E[G3(MP2,CC)] = E[CCSD(T)/6-311G^{**}] + E[MP2/G3Large] - E[MP2/6-311G^{**}] + ZPE,$$

где CCSD(T) – метод связанных кластеров с однократными и двукратными возбуждениями и с пертурбативной обработкой трехкратных возбуждений, а MP2 – метод теории возмущений Меллера–Плессе второго порядка. $\Delta E_{MP2} = E[MP2/G3Large] - E[MP2/6-311G^{**}]$ представляет собой поправку базисного набора к энергии CCSD(T)/6-311G**, вычисленную как разность энергий MP2 между базисными наборами 6-311G** и G3Large.

Механизм реакции включает несколько бирадикальных соединений (синглетов с открытыми оболочками), для которых оптимизация геомет-

рии и расчеты частот колебаний выполнены с использованием неограниченного подхода UB3LYP/6-311G**, а полные энергии уточнены в рамках композитного триплет-синглетно-щелевого метода [45, 52]:

$$E^S = E^T[G3(MP2,CC)] + \Delta E^{S-T}(CASPT2(10,10)/cc-pVTZ) + ZPE^S,$$

где $E^T[G3(MP2,CC)]$ – энергия G3(MP2,CC) триплетного состояния без ZPE при оптимизированной геометрии с открытой оболочкой, $\Delta E^{S-T}(CASPT2(10,10)/cc-pVTZ)$ – разница энергий синглетного и триплетного состояний, рассчитанная с использованием многоконфигурационного метода теории возмущений второго порядка CASPT2 [53, 54] с активным пространством, состоящим из 10 электронов, распределенных по 10 орбиталям и с базисом cc-pVTZ [55], ZPE^S – ZPE синглетного состояния. Расчеты электронной структуры проведены с использованием пакетов программ Gaussian 09 [56] и Molpro 2015 [57].

2.2. Кинетические расчеты

Рассчитанные относительные энергии реагентов, продуктов, промежуточных и переходных состояний на ППЭ реакции и их молекулярные параметры в дальнейшем использовали в статистических расчетах констант скорости реакции и коэффициентов ветвления продуктов. В частности, константы скорости, зависящие от энергии и углового момента (E, J -разрешенные), оценивались в рамках теории РРKM [58]. Модель гармонического осциллятора – жесткого ротора (RRHO) использовалась для вычисления количества состояний для переходных состояний и плотностей состояний для соответствующих локальных минимумов. В расчетах переходного состояния применялась туннельная поправка Экарта [59]. Функции распределения внутренних роторов рассматривались в рамках приближения заторможенного ротора, где потенциалы внутреннего вращения были взяты из расчетов UB3LYP/6-311G** Мацуги и Миёси [45]. Константа скорости, разрешенная по E, J для начальной безбарьерной ассоциации бензил и пропаргил радикалов, была рассчитана с использованием теории переходного состояния с варьируемой координатой реакции (VRC-TST) [60–62]. Для многочисленных безбарьерных реакций диссоциации, приводящих к различным продуктам $C_{10}H_9 + H$ и $C_6H_5 + C_4H_5$, теория фазового пространства [63] была использована для оценки E, J -разрешенных констант скорости их обратных реакций бимолекулярной ассоциации в пределе высокого давления (ВД). Показатели степени и префакторы для потенциалов в расчетах теории фазового про-

странства были подобраны так, чтобы константы скорости при ВД соответствовали константам скорости наиболее схожих аналогичных реакций-прототипов, оцененных в работе Клиппенштейна и др. [64], а также в нашей предыдущей публикации [65], в рамках наиболее точных VRC-TST расчетов. Выбор реакции-прототипа для каждого конкретного случая обсуждается ниже.

Зависимые от T и p (температуры и давления) феноменологические константы скорости были рассчитаны с использованием подхода одномерного основного кинетического уравнения [66] (ОУ), реализованного в пакете MESS [67]. Параметры Леннарда-Джонса, $(\epsilon/\text{см}^{-1}, \sigma/\text{Å}) = (390, 4.46)$, и столкновительной передачи энергии, $n = 0.62$, $\alpha_{300} = 424 \text{ см}^{-1}$, для расчетов ОУ были взяты из предыдущего исследования систем [68] C_9H_x/Ag и использовались в “экспоненциально убывающей” [69] модели столкновительной передачи энергии для температурной зависимости параметра разброса α деактивирующей части функции передачи энергии $\alpha(T) = \alpha_{300}(T/300 \text{ K})^n$.

2.3. VRC-TST расчеты

Теория VRC-TST [60–62] была применена для исследования входных каналов реакции бензил + пропаргил. В этом методе используется такое приближение, что внутримолекулярные степени свободы взаимодействующих фрагментов не активны в реакции рекомбинации. Поэтому реактивный поток определяется межмолекулярными модами взаимодействующих фрагментов, тогда как внутрифрагментарные моды сохраняются. Реакционный поток оценивается путем вариационной оптимизации числа состояний в классическом фазовом пространстве, определяемом поверхностью раздела между взаимодействующими фрагментами [61]. Взаимодействующие комплексы со случайной ориентацией на поверхности раздела были получены с использованием структур, не изменяющих свои геометрические свойства при взаимодействии с молекулами (“жесткие” структуры), бензила и пропаргила, рассчитанные для минимального энергетического пути (МЭП) на разделяющей поверхности. Использование в расчетах “жестких” структур подтверждается приближением “сохраняющихся” мод. Оптимизация структур МЭП для входных каналов реакции бензил + пропаргил проводилась на уровне теории CASSCF [70] (12e,12o)/DZP [71, 72] с уравновешенным усреднением состояния волновой функции по двум нижним дублетам. МЭП сканировался путем фиксирования соответствующего расстояния C–C, в то время как другие степени свободы были оптимизированы. Активное пространство (12e,12o) включало π -системы как пропаргила, так и бензила, а также электроны,

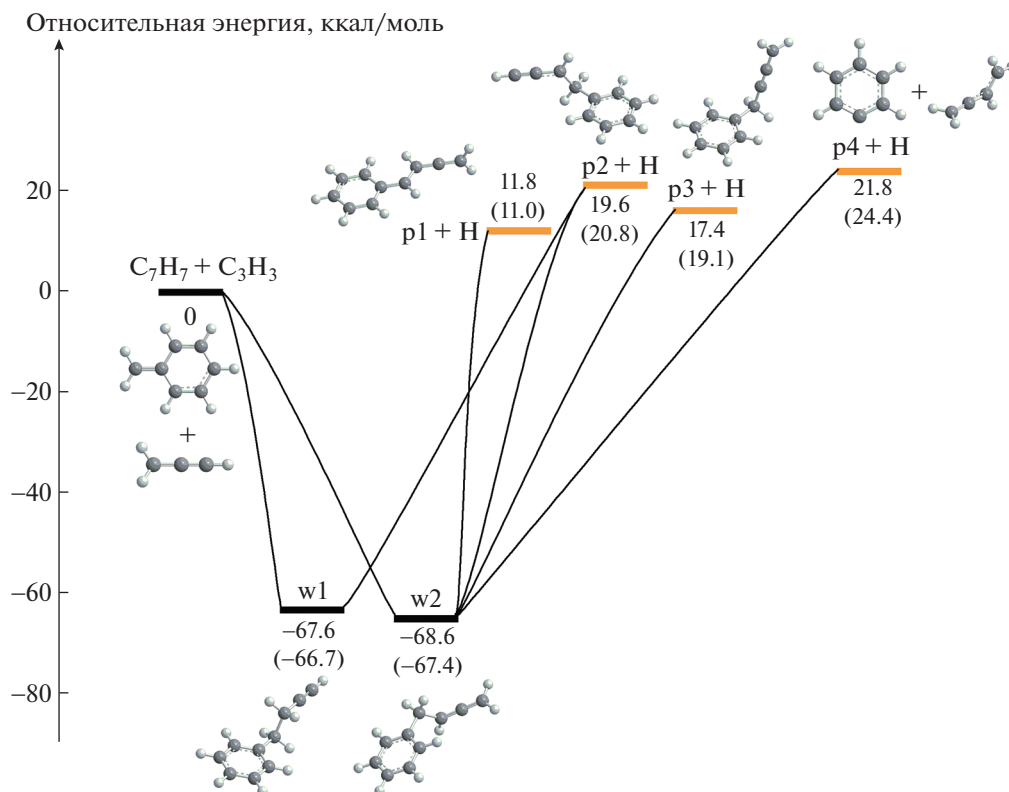


Рис. 1. Диаграмма потенциальной энергии для начальных каналов реакции $C_7H_7 + C_3H_3$. Все относительные энергии указаны в ккал/моль по отношению к реагентам. Значения в скобках представлены для сравнения с работой Мацуги и Миёси [37].

участвующие в разрыве/образовании связи. Для сходимости интегралов фазового пространства для каждой точки, разделяющей поверхности с помощью одноточечных расчетов на уровне CASPT2(12e,12o)/cc-pVDZ, были оценены энергии около 5000 конформаций “жестких” бензил + пропаргил комплексов. Вычисленная энергия была дополнительно уточнена с помощью специальных одномерных поправок на полный базисный набор (ПБН) следующим образом:

$$E = E_{\text{жесткий}} + \Delta E[\text{ПБН}],$$

где $E_{\text{жесткий}}$ – энергия одиночной точки CASPT2(12e,12o)/cc-pVDZ структуры на разделяющей поверхности, состоящей из взаимодействующих “жестких” фрагментов. Поправка ПБН рассчитывалась с использованием энергий CASPT2(12e,12o)/cc-pVnZ [53, 54] ($n = D, T, Q$) “жестких” МЭП-структур:

$$\begin{aligned} \Delta E[\text{ПБН}] = & E_{\text{жесткий}}[\text{CASPT2/cc-pVQZ}] - \\ & - E_{\text{жесткий}}[\text{CASPT2/cc-pVDZ}] + \\ & + 0.69377(E_{\text{жесткий}}[\text{CASPT2/cc-pVQZ}] - \\ & - E_{\text{жесткий}}[\text{CASPT2/cc-pVTZ}]). \end{aligned}$$

Поправки вычислялись в явном виде только для структур МЭП, а их зависимость от расстояния, соответствующего образующейся связи C–C, интерполировалась с помощью сплайнов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Поверхность потенциальной энергии

Рисунки 1–5 иллюстрируют построенные диаграммы потенциальной энергии, показывающие относительные энергии локальных минимумов, переходных состояний и продуктов по отношению к реагентам $C_7H_7 + C_3H_3$, а также их трехмерную геометрию. Вычисленные здесь энергии приведены вместе со значениями, полученными в предыдущем исследовании Мацуги и Миёси [45] на уровне CBS-QB3 для структур с закрытой оболочкой и с использованием композитного триплет-синглетно-щелевого метода для синглетов с открытой оболочкой. Видно, что относительные энергии, полученные в настоящей работе, весьма близки к тем, о которых сообщают Мацуги и Миёси [45], причем различия не превышают 3 ккал/моль, а в большинстве случаев находятся в пределах 1–2 ккал/моль.

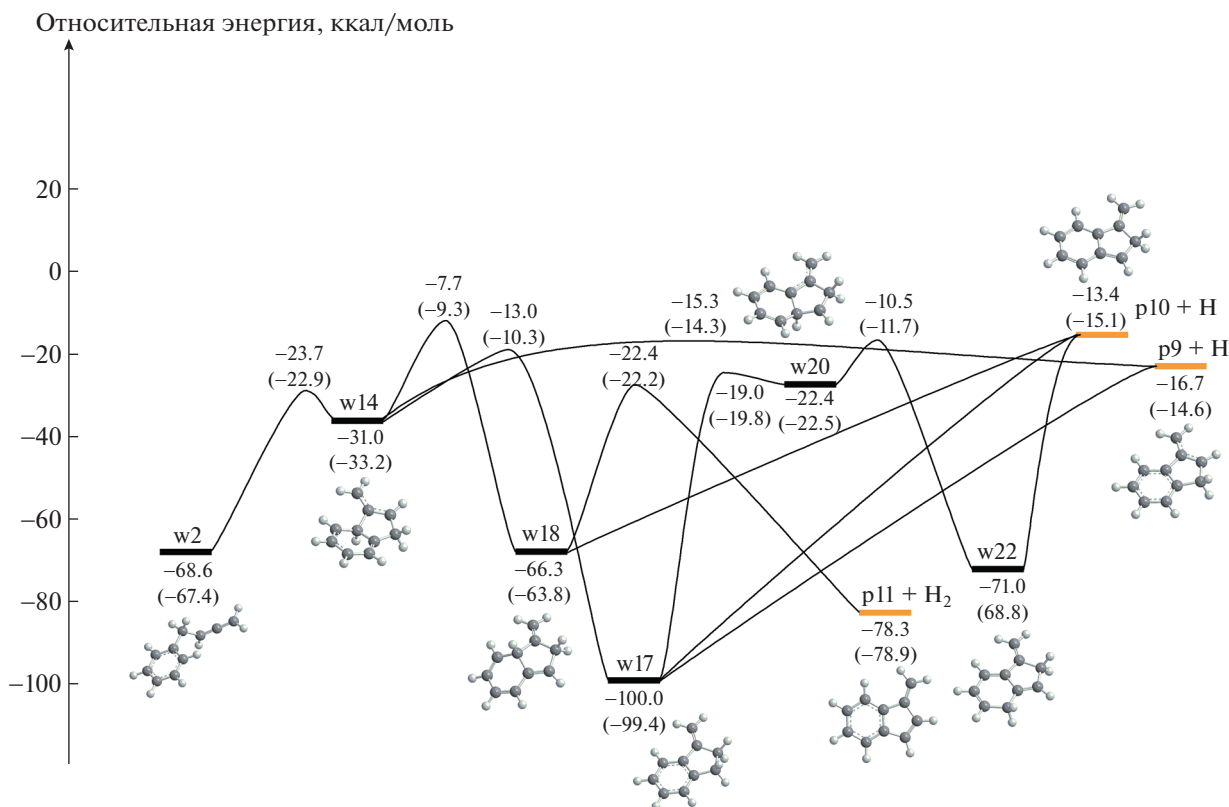


Рис. 2. Диаграмма потенциальной энергии каналов реакций изомеризации и разложения начального интермедиата w2. Все относительные энергии указаны в ккал/моль по отношению к реагентам $C_7H_7 + C_3H_3$. Значения в скобках представлены для сравнения с работой Мацуги и Миёси [37].

Во входном канале, в зависимости от того, присоединяется ли пропаргил к внекольцевой группе CH_2 бензила своим CH_2 - или CH -концом, могут образовываться два разных начальных комплекса: 3-бутинилбензол (w1) или 2,3-бутадиенилбензол (w2), соответственно, см. рис. 1. Эта часть диаграммы потенциальной энергии показывает наиболее короткие реакционные пути, в которых за первоначальным образованием связи сразу следует разрыв другой связи $C-N$ или $C-C$, приводящий к продуктам p1–p4. Все эти каналы являются эндотермическими. Наименее эндотермическим из них является образование 1-фенил-2,3-бутадиенил радикала (p1) + H, лежащего на 11.8 ккал/моль выше реагентов. Другие продукты с потерей H включают 1-бензилпропаргил (p2) и 1-бензилалленил (p3) с более высокой относительной энергией 19.6 и 17.4 ккал/моль соответственно. Продукт фенил (p4) + $i-C_4H_5$, образующийся при разрыве внешней связи $C-C$ рядом с кольцом, имеет самую высокую относительную энергию 21.8 ккал/моль. Хотя продукты p1–p4 не являются энергетически выгодными, ведущие к ним каналы предпочтительны с точки зрения энтропии, что увеличивает вероятность их образования при высоких температурах. Данное заклю-

чение проверяется, в частности, путем расчета полных энтропий продуктов p3 и p4 при 1000 К (176.57 и 213.29 Кал/Моль/К соответственно) в сравнении с, например, энтропией переходного состояния $w14 \rightarrow p9 + H$ (163.17 Кал/Моль/К). Количественно подтверждается, что энтропии реакций безбарьерного распада, как правило, выше, чем энтропии активации реакций, идущих через переходные состояния.

Далее мы рассматриваем энергетически выгодные каналы, ведущие к метиленинданил радикалам (p5, p9 и p10) + H и метиленинденам (p6 и p11) + H_2 . Пути к p9, p10 и p11, начинающиеся с w2, показаны на рис. 2. Боковая цепь в w2 может замкнуться в пятичленное кольцо с группой CH_2 вне кольца, образуя w14, с которого может оторваться атом водорода с переходом к p9, 1-метилен-2-инданил радикалу, лежащему на 16.7 ккал/моль ниже исходных реагентов. Выше по энергии переходное состояние по пути $w2 \rightarrow w14 \rightarrow p9 + H$ находится на 15.3 ккал/моль ниже реагентов. Альтернативно, w14 может изомеризоваться в w17 за счет 1,3-H миграции в пятичленном кольце, а w17 может потерять атом H из двух разных положений с образованием p9 или

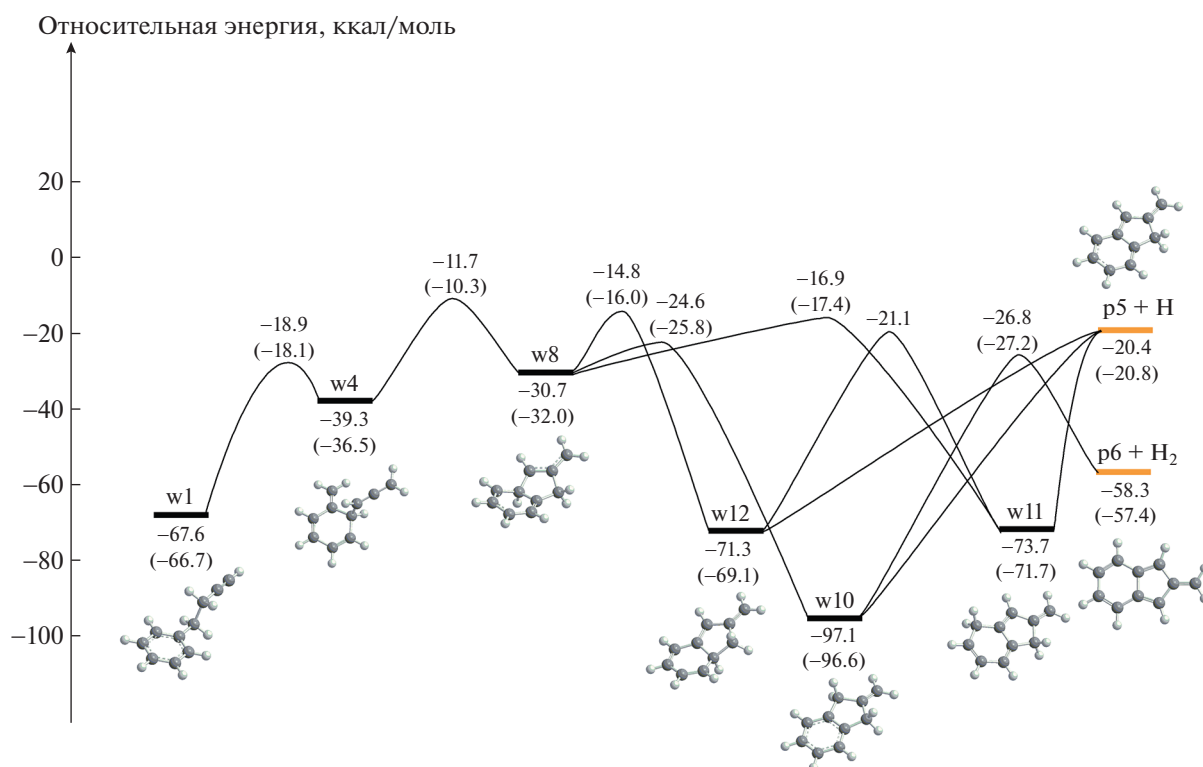


Рис. 3. Диаграмма потенциальной энергии каналов реакций изомеризации и распада начального интермедиата w1. Все относительные энергии указаны в ккал/моль по отношению к реагентам $C_7H_7 + C_3H_3$. Значения в скобках представлены для сравнения с работой Мацуги и Миёси [37].

p10 (3-метилен-1-инданил, 13.4 ккал/моль ниже энергии реагентов) без переходных состояний. 1,2-Н сдвиг в w14 приводит к w18, и последний может потерять либо Н с образованием p10, либо H_2 с образованием 1-метилениндена. Хотя продукт p11 + H_2 в целом является сильно экзотермическим (на 78.3 ккал/моль), переходное состояние с отрывом H_2 требует высоких энтропийных затрат и находится на 22.4 ккал/моль ниже реагентов, но на 55.9 ккал/моль выше продукта. Интермедиат w17 также может изомеризоваться в w22 через w20 за счет последовательных 1,2-Н миграций внутри шестичленного кольца, при этом w22 в конечном итоге диссоциирует в p10 + Н. По-видимому, исход реакции должен контролироваться переходными состояниями, соединяющими w14 и p9 + Н, w17 и w18, соответственно, находящимися на 15.3, 13.0 и 7.7 ккал/моль ниже по энергии исходных реагентов $C_7H_7 + C_3H_3$.

Замыканию пятичленного кольца в другом начальном интермедиате w1, $w1 \rightarrow w4 \rightarrow w8$ предшествует 1,2-Н сдвиг от боковой цепи к шестичленному кольцу (рис. 3). Бициклический интермедиат w8 может далее изомеризоваться посредством трех различных 1,2-Н миграций с образованием w10, w11 или w12, среди которых путь к w10 явно предпочтительнее из-за его зна-

чительно более низкой высоты барьера. Все три промежуточных соединения w10–w12 могут отсоединять атом водорода без перевала с образованием 2-метилен-1-инданила p5, лежащего на 20.4 ккал/моль ниже реагентов. Кроме того, w10 может отстрелить молекулярный водород с образованием 2-метилениндена, но этот шаг реакции имеет высокий выходной барьер.

На рис. 4 показаны пути дальнейших превращений интермедиата w17 (образованного из w2, рис. 2), ведущих в нафталин (p14) или в его непосредственных предшественников. Внекольцевая группа CH_2 в w17 может внедряться в пятичленное кольцо, образуя w23. Последний затем может подвергнуться 1,2-Н миграции из групп CH_2 в новом шестичленном кольце к соседнему “голому” (безводородному) атому углерода, что приводит к орто- и параизомерам дигидронафталина w24 и w25 соответственно. Как w24, так и w25 могут терять атом Н, не встречая на своем пути перевалов при движении вверх по “ложбине”, образуя 1Н-нафталинил радикал p12. Промежуточное соединение w24 также может разлагаться до 2Н-нафталинила p13 + Н, тогда как w25 может отсоединить H_2 с образованием нафталина p14, проходя через перевал. Хотя пути от w17 к продуктам p12–p14 довольно выгодны с энергетической точки зре-

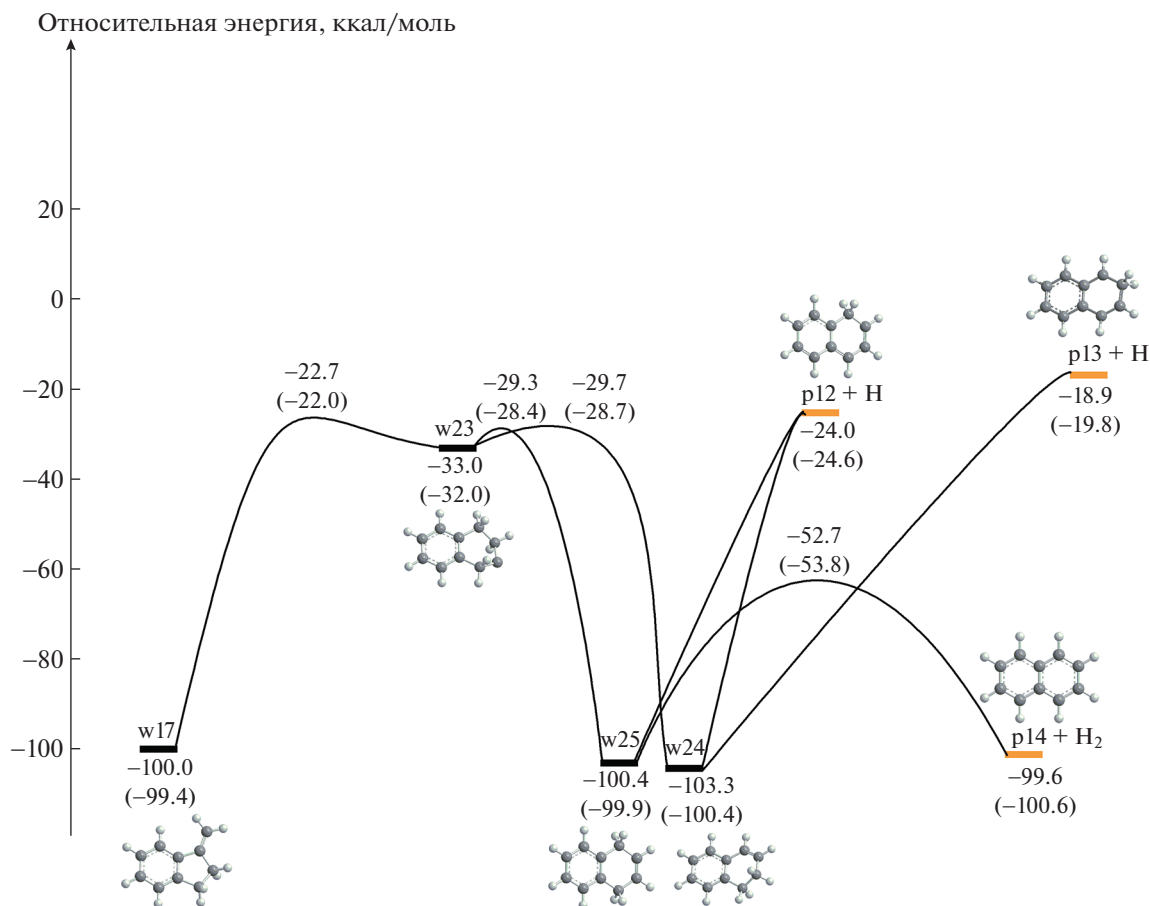


Рис. 4. Диаграмма потенциальной энергии каналов реакций изомеризации и разложения интермедиата $w17$ на H -нафталинил радикалы и нафталин. Все относительные энергии указаны в ккал/моль по отношению к реагентам $C_7H_7 + C_3H_3$. Значения в скобках представлены для сравнения с работой Мацуги и Миёси [37].

ния, они гораздо более требовательны к энтропии, чем простые потери H от этого промежуточного состояния, производящие $p9$ или $p10$.

Наконец, мы также исследовали возможность протекания реакции $C_7H_7 + C_3H_3$ в триплетном электронном состоянии (рис. 5). Здесь два радикала могут рекомбинировать через барьер в 15.0 ккал/моль с образованием начального интермедиата $w1^T$, в котором пропаргил присоединен к CH_2 -группе бензила CH_2 -концом. $w1^T$ находится на 17.4 ккал/моль ниже реагентов по энергии и далее может подвергаться замыканию шестичленного цикла, приводящему к промежуточному соединению $w2^T$, расположенному на уровне -11.3 ккал/моль, через переходное состояние, расположенное на 9.9 ккал/моль выше $C_7H_7 + C_3H_3$. Таким образом, циклоприсоединение $C_7H_7 + C_3H_3$ с образованием $w2^T$ является ступенчатым, а не одношаговым, как в случае недавно изученного нами циклоприсоединения бензил + бензил в триплетном состоянии [73]. Несмотря

на тщательный поиск, нам не удалось найти переходное состояние для одношагового циклоприсоединения C_3H_3 к C_7H_7 . Промежуточное соединение $w2^T$ теряет атом H в месте соединения двух колец с образованием продукта $C_{10}H_9$ $p15$, лежащего на 6.1 ккал/моль выше реагентов через переходное состояние, расположенное на 14.3 ккал/моль выше реагентов. Затем $p15$ может служить предшественником образования нафталина, который может быть образован миграцией H от CH_2 к соседнему свободному атому C с последующей потерей H из другой группы CH_2 ; реакция $p15 \rightarrow$ нафталин + H является экзотермической на 3.5 ккал/моль и ожидается, что она будет быстрой в условиях горения. Мы также попытались найти путь от $w2^T$ к $1H$ -нафталилу $p12$ через миграцию H с последующей потерей атома водорода, но все попытки найти переходное состояние для миграции H в $w2^T$ сходятся к переходному состоянию для потери H , соединяющему $w2^T$ с $p15$.

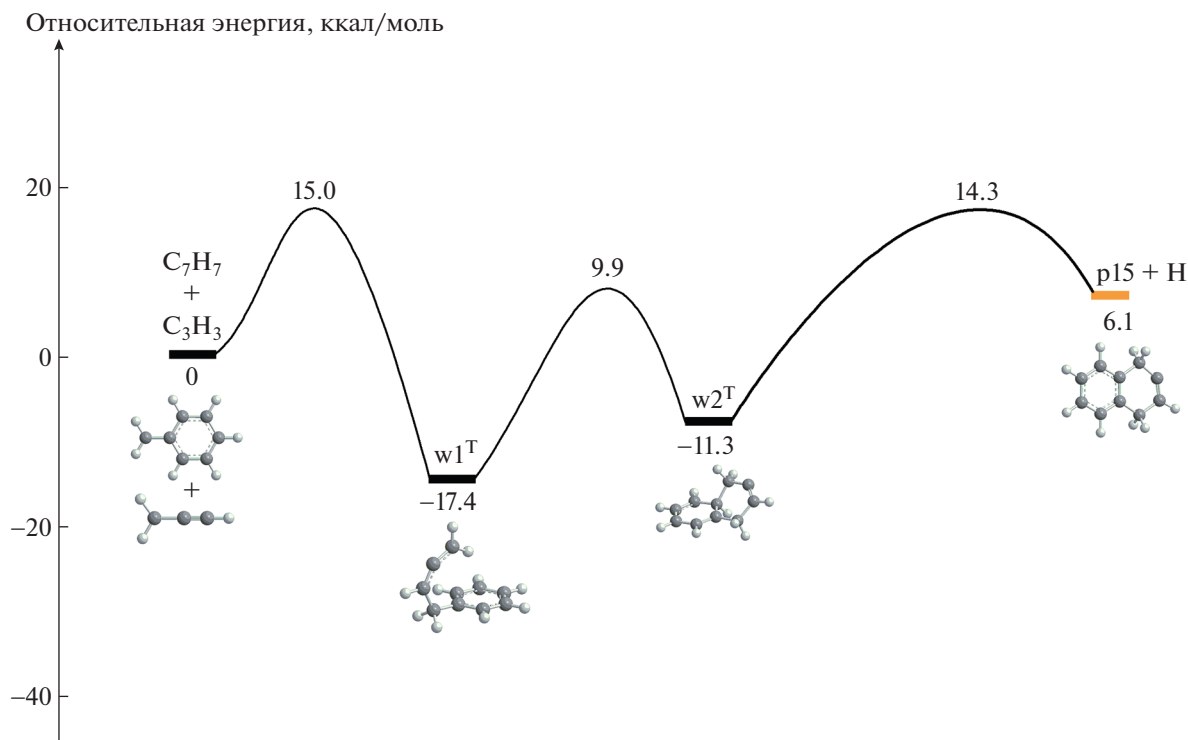


Рис. 5. Диаграмма потенциальной энергии реакции $C_7H_7 + C_3H_3$ в триплетном электронном состоянии. Все относительные энергии указаны в ккал/моль по отношению к реагентам.

Обратимся теперь к выбору прототипных реакций радикальной рекомбинации, подобных обратным реакциям для безбарьерного разложения промежуточных соединений $C_{10}H_{10}$ при разрыве одинарной связи. Константы скорости в пределе ВД для этих прототипных реакций, рассчитанные в ранних [65, 66] работах с использованием подхода VRC-TST, используются здесь в наших расчетах РПКМ-ОУ. В частности, из-за сходства радикалов $i-C_4H_5$ и аллила константа скорости (C_6H_5) $p4 + H$ была подогнана в рамках теории фазового пространства к константе скорости $C_6H_5 +$ аллил [58], деленной на 2, с учетом различия в симметричном факторе для пути реакции. Константа скорости $p1 + H$ принималась равной константе скорости $H +$ аллила [59], также разделенную на 2. Для $p2 + H \rightarrow w1/w2$ в качестве прототипов были соответственно выбраны [59] реакции $H + CH_3CHCCN \rightarrow CH_3CH_2CCN$ и $H + CH_3CHCCN \rightarrow CH_3CHCCN_2$. Константа скорости $H + CH_3CHCCN \rightarrow CH_3CHCCN_2$ также использовалась для $p3 + H \rightarrow w2$. Для реакций, обратных образованию изомеров метиленинданил радикалов, в том числе $p5 + H \rightarrow w10/w11/w12$, $p9 + H \rightarrow w17$ и $p10 \rightarrow w17/w18$, мы использовали константу скорости $C_5H_5 + H$ [59], деленную на коэффициент 5 для каждого канала, исходя из того, что присоединение H происходит к ароматическому π -радикалу.

3.2. Константы скорости

На рис. 6 показана общая константа скорости реакции $C_7H_7 + C_3H_3$ в пределе ВД, рассчитанная здесь с использованием теории VRC-TST, в сравнении с константой скорости, полученной Мацуги и Миёси [45] в рамках микроканонического вариационного TST (VTST) метода. Отчетливые различия видны как в значениях, так и в температурной зависимости рассчитанных констант скорости. Константа скорости, рассчитанная в подходе VTST, показывает отрицательную температурную зависимость во всем диапазоне температур 500–2000 К, рассматриваемом Мацуги и Миёси [45], уменьшаясь от 5.8×10^{-11} до $9.1 \times 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. Константа скорости VRC-TST показывает более сложную температурную зависимость, отрицательную при низких температурах и положительную при более высоких температурах, с минимальным значением $2.8 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, достигаемым около 800 К. Такое поведение типично для реакций между двумя резонансно стабилизированными радикалами. Константы скорости VRC-TST и VTST близки при 900 К, но VTST значение превышает текущий VRC-TST результат в 1.93 раза при 500 К. Разница еще больше при высоких температурах, где константы скорости VRC-TST выше, чем VTST в 3.9 и 6.1 раза при 2000 и 2500 К соответственно. Отметим, что для 2500 К мы экстраполировали выражение, выведенное

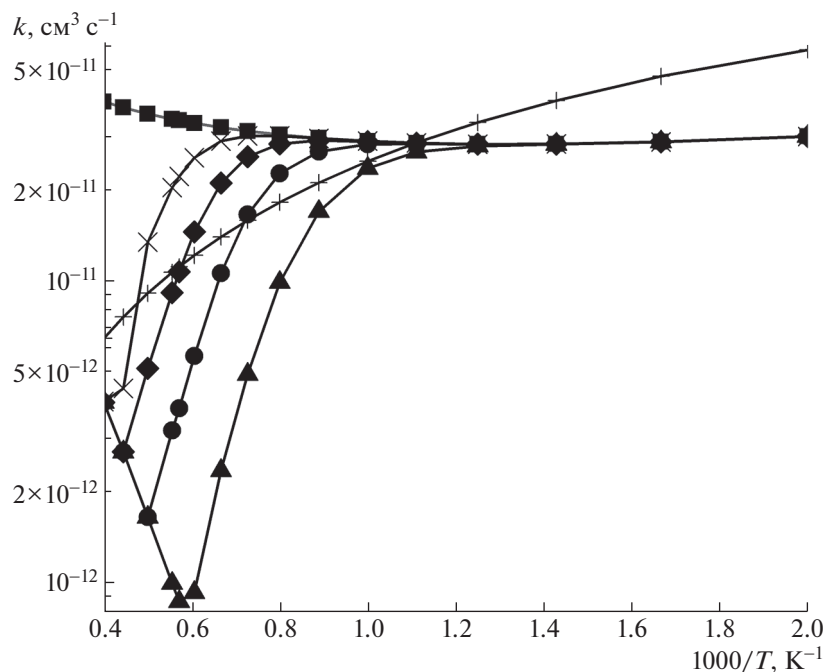


Рис. 6. Суммарная константа скорости реакции $C_7H_7 + C_3H_3$, рассчитанная на пределе ВД (■) и при конечных давлениях: (●) – 1 атм, (▲) – 30 Торр, (◆) – 10 атм, (×) – 100 атм, (+) – результаты работы Мацуги и Миёси [37] для ВД.

Мацуги и Миёси [45] в температурном интервале 500–2000 К. Спад общей константы скорости, рассчитанной при различных конечных давлениях, определяется балансом между столкновительной стабилизацией исходных интермедиатов w_1 и w_2 , их разложением обратно на реагенты и диссоциацией на бимолекулярные продукты путем отщепления H или $i-C_4H_5$. В диапазоне температур, где преобладает столкновительная стабилизация, до 800, 1000, 1125 и 1375 К при давлениях 30 Торр, 1, 10 и 100 атм, соответственно, константы скорости при конечных давлениях по величине очень близки к пределу ВД. При более высоких температурах распад w_1 и w_2 обратно в $C_7H_7 + C_3H_3$ становится значительным и наблюдается резкое уменьшение полной константы скорости в диапазонах 800–1750 К (30 Торр), 1000–2000 К (1 атм), 1125–2250 К (10 атм) и 1375–2500 К (100 атм). При высоких температурах вступают в действие каналы, ведущие к образованию бимолекулярных продуктов, и константы полной скорости при конечном давлении показывают положительную температурную зависимость, при 2500 К их значения сливаются. Следует отметить, что мы повторили наши расчеты РРKM-ОУ с параметрами Леннарда-Джонса и передачи энергии, использованными Мацуги и Миёси [45], но значения констант скорости изменились относительно мало, с наибольшими различиями до 13–52%, которые наблюдаются вблизи температур, при которых отрицательная температурная зави-

симость переходит в положительную. В других диапазонах температур различия обычно не превышают нескольких процентов.

Анализ расчетных констант скоростей показывает, что прямая реакция преимущественно образует стабилизированные столкновениями комплексы w_1 и w_2 . В частности, на w_1 и w_2 приходится более 90% общего выхода продукта до 1375, 1650, 1800 и 2000 К при 30 Торр, 1, 10 и 100 атм соответственно. Соотношение выходов w_1/w_2 остается между 3.3 при 500 К и 1.4 при самых высоких температурах, когда оба промежуточных соединения все еще существуют в виде стабильных химических соединений; это соотношение регулируется константами скорости в пределе ВД для присоединения пропаргила к бензилу по концам CH_2 и CH соответственно. При высоких температурах начинают преобладать бимолекулярные продукты, включающие $p_3 + H$, C_6H_5 (p_4) + $i-C_4H_5$, $p_2 + H$, $p_9 + H$, $p_1 + H$, $p_5 + H$ и $p_{10} + H$. Основной вклад вносят p_3 , p_4 и p_2 , за которыми следует p_9 , выход которого при 1 атм достигает максимума 2.4% при 2000 К. Зависящие от давления константы скорости отдельных каналов продуктов реакции $C_7H_7 + C_3H_3$ показаны на рис. 7(а) для давления 1 атм. Как видно на рис. 7(б), w_1 и w_2 в основном разлагаются обратно на реагенты с константами скоростей, практически не зависящими от давления, за исключением низких температур, где их значения слишком малы и поэто-

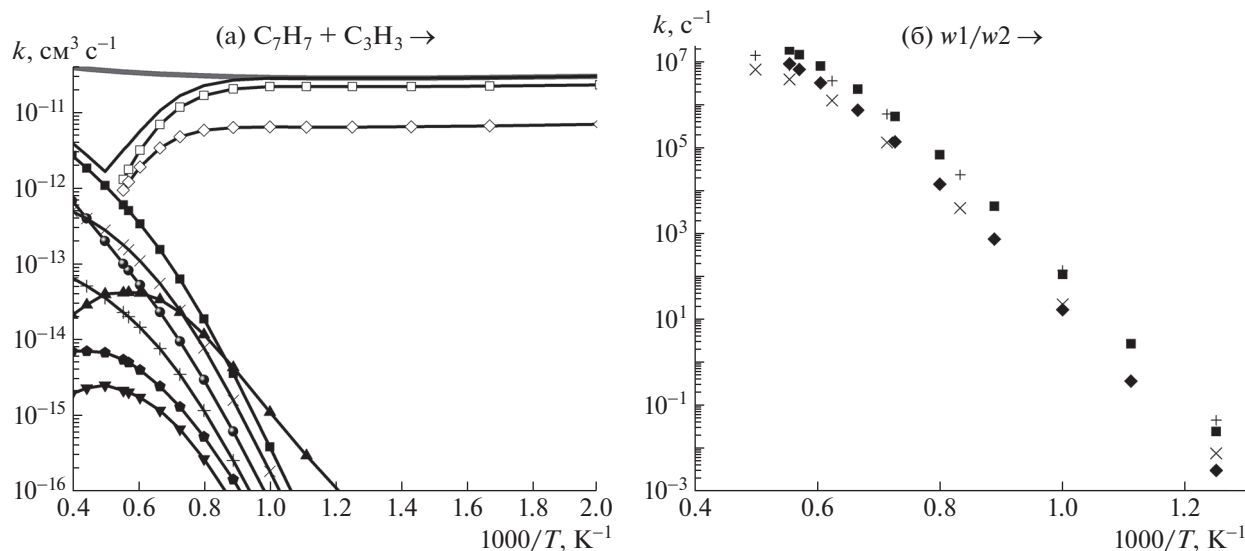
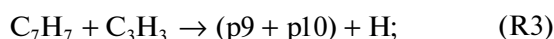
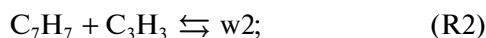
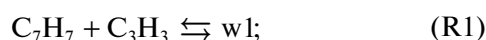


Рис. 7. Константы скорости для основных каналов продуктов для $C_7H_7 + C_3H_3$ при давлении 1 атм: (\square) – w_1 , (\diamond) – w_2 , ($+$) – p_1 , (\bullet) – p_2 , (\blacksquare) – p_3 , (\times) – p_4 , (\blacklozenge) – p_5 , (\blacktriangle) – p_9 , (\blacktriangledown) – p_{10} , а также общие константы для 1 атм (—) и предела высокого давления (—) (а); на панели (б) сравнение констант скоростей мономолекулярного распада w_1/w_2 (\blacksquare для w_1 , \blacklozenge для w_2) с работой Мацуги и Миёси [37] ($+$ для w_1 , \times для w_2) при 1 атм.

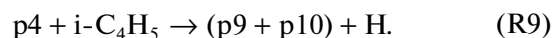
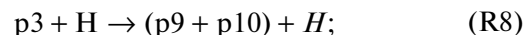
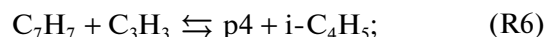
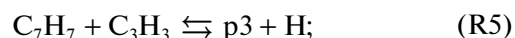
му незначительны. Константы скорости мономолекулярного разложения w_1 и w_2 до бензила + пропаргила быстро растут с температурой и становятся выше 10^2 c^{-1} при 1000 и 1125 К и 10^5 c^{-1} при 1250 и 1500 К соответственно. Это указывает на то, что при температурах, соответствующих горению, вероятно, устанавливается равновесие между $C_7H_7 + C_3H_3$ и w_1/w_2 . Метиленинданильные продукты p_9 и p_{10} известны как вероятные предшественники нафталина [46, 61]. Маловероятно, что обратные реакции (p_1 – p_4) + Н дадут существенный вклад в формирование нафталина.

Мацуги и Миёси [45] предложили следующий упрощенный механизм образования метиленинданил радикалов p_9 и p_{10} , которые затем переходят к образованию нафталина p_{14} и его метиленинденового изомера p_{11} :

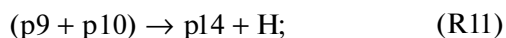
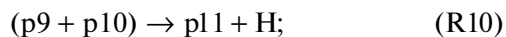
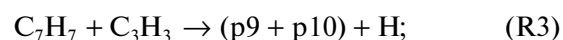


Наши расчеты дают более высокие относительные выходы p_3 и p_4 и более низкие выходы p_9 и p_{10} . Разница возникает из-за разной обработки выходных безбарьерных каналов с использованием VTST в работе Мацуги и Миёси и в рамках теории фазового пространства (соответствующей подходящим результатам VRC-TST) в настоящей работе. Ввиду этого различия и нынешних результатов мы предлагаем несколько расширен-

ный вариант этой упрощенной модели, который должен включать, помимо (R1)–(R4), обратные реакции (R3) и (R4), а также:



Модифицированные выражения Аррениуса для констант скоростей этих реакций, рассчитанные при различных давлениях, представлены в табл. 1. Кроме того, еще более упрощенный механизм, предложенный Мацуги и Миёси [45] для высокотемпературных условий, (T/K) $> 100 \times \log_{10}(p/\text{атм}) + 1400$ в диапазоне давлений 0.01–100 атм, включая вторичные реакции с образованием нафталина и метилениндена,



по-прежнему, вероятно, адекватно описывает кинетику образования нафталина, инициированную рекомбинацией бензила с пропаргилом.

Сравнение констант скоростей различных реакций, рассчитанных в данной работе, в работе Мебеля и др. [68] и Мацуги и Миёси [45] показа-

ло, что для (R3) наша константа скорости ниже значений Мацуги и Миёси при низких температурах от 8 раз при 500 К, 2 раз при 1000 К, до 40–50% около 1400–1500 К. Однако константы скорости практически совпадают при температурах выше 1600 К, т.е. в температурном режиме, наиболее подходящем этому механизму. Константы скорости для (R1) и (R2) как в прямом, так и в обратном направлениях в целом оказались весьма схожи. Например, при 1000 К константы скоростей в прямом направлении различаются на 40–45%, а в обратном на 22–34%. Однако есть два основных отличия: во-первых, коэффициент ветвления $w1/w2$, контролируемый константами скорости входного канала, заметно выше в настоящих расчетах, и, во-вторых, константы скорости прямой реакции, рассчитанные Мацуги и Миёси, быстро падают до очень малых значений при температурах выше 1500 К. Наши результаты показывают, что прямые константы скоростей для образования $w1$ и $w2$ относительно мало уменьшаются с температурой и остаются высокими (выше 10^{-12} см³ с⁻¹) до 1800 К. Выше этой температуры наши расчеты показывают, что $w1$ и $w2$ становятся нестабильными и превращаются в продукты их разложения, в основном $C_7H_7 + C_3H_3$. При сравнении констант скоростей мономолекулярного распада метиленинданил радикалов $p9$ и $p10$ на метиленинден ($p11$) и нафталин ($p14$), полученными Мебелем и др. в 2016 г. [68] и Мацуги и Миёси [45], обнаружилось существенные различия. Наши константы скорости образования $p11$ в целом более чем на порядок превышают значения Мацуги и Миёси, тогда как для образования $p14$ различия меньше и уменьшаются с 8.5 раза при 800 К до 1.4 раза при 2000 К. Кроме того, наши расчеты предсказывали гораздо более высокий выход метилениндана по сравнению с нафталином, тогда как Мацуги и Миёси предсказывали обратное. Различия в константах скорости бимолекулярной реакции Н-стимулированной изомеризации метилениндана в нафталин (R12) менее выражены. Константы скорости, рассчитанные в 2016 г., выше при низких температурах от 4.7 раза при 500 К до 1.8 при 1000 К. При более высоких температурах значения Мацуги и Миёси немного выше, но различия находятся в пределах 30%. Подводя итог, можно сказать, что, хотя настоящие расчеты кинетики реакции $C_7H_7 + C_3H_3$ качественно подтверждают механизм, предложенный Мацуги и Миёси, количественные различия в рассчитанных константах скорости требуют их включения в обновленный подробный кинетический механизм образования двуциклических продуктов, включая нафталин.

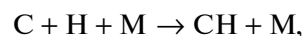
Наконец, мы обращаемся к возможной роли триплетного электронного состояния в реакции бензил + пропаргил. На рис. 8 сравниваются константы скорости образования возможных пред-

шественников нафталина $p9$ и $p10$ в реакции через синглетную $C_{10}H_{10}$ ППЭ и $p15$ через триплетную поверхность. Очевидно, что преобладает образование $p9$ и что роль триплетного пути является незначительной, поскольку рассчитанная константа скорости $C_7H_7 + C_3H_3 \rightarrow p15 + H$ на 3–4 порядка ниже, чем для образования $p9$ и примерно на 2 порядка ниже константы скорости образования $p10$. Несмотря на то что реакция в триплетном состоянии непосредственно приводит к образованию нафталинового каркаса, реакция тормозится относительно высоким барьером и наличием интермедиатов, разложение которых обратно на реагенты конкурирует с образованием продуктов.

3.3 Кинетика реакции $C_7H_7 + C_3H_3$ в условиях оболочек звезд АВГ

Рассмотрим зависимости констант скоростей реакции бензил + пропаргил от давления и температуры присущих околозвездным оболочкам звезд АВГ. На рис. 9 приводятся температурные зависимости суммарной константы скорости реакций ведущих к двуциклическим продуктам $p9 + p10$ при давлениях 1.04×10^{-6} Торр, 1.04×10^{-4} Торр, 1.04×10^{-1} Торр, а также более высоких давлений 30 Торр и 1 атм. Показано, что при высоких температурах, стремящихся к 2500 К, константы скоростей образования данных метиленинданил радикалов для присущих давлений в оболочках звезд АВГ [25, 27] находятся на уровне около 2.31×10^{-14} см³ с⁻¹. Однако при уменьшении температуры и давления скорость образования ($p9 + p10$) увеличивается на порядки, что указывает на очевидное ослабление стабилизации начальных комплексов $w1$ и $w2$ и рост выхода двуциклических продуктов реакции. Таким образом, в оболочке звезд АВГ выход двуциклических соединений в реакции $C_7H_7 + C_3H_3$ растет с удалением от центра звезды, где температура и давление монотонно падают.

Важную роль в процессах роста ПАУ могут играть метилзамещенные и, в более общем случае, алкилированные ПАУ, молекулой-прототипом которых является толуол, как на некоторых космических объектах [9, 34, 37, 73, 74], так и в горении [75, 76]. Отмечается [74], что СН радикал в оболочках звезд АВГ формируется в рекомбинационном процессе



где M – третья частица, или в элементарном процессе



имеющем два канала продуктов реакции. В дальнейших столкновениях атомарного водорода с

Таблица 1. Параметры модифицированных выражений Аррениуса $k = AT^n \exp(-E_a/RT)$ или $k = A_1 T^{n_1} \times \exp(-E_a^1/RT) + A_2 T^{n_2} \exp(-E_a^2/RT)$ для рассмотренных реакций. Предэкспоненциальные множители A приведены в $\text{см}^3 \text{моль}^{-1} \text{с}^{-1}$ для бимолекулярных реакций и в с^{-1} для мономолекулярных реакций, E_a даны в кал моль^{-1}

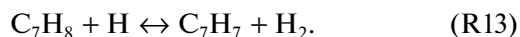
Реакция	p	A_1	n_1	E_a^1	A_2	n_2	E_a^2	T, K
$\text{C}_7\text{H}_7 + \text{C}_3\text{H}_3 \rightarrow \text{w1}$	30 Торр	-8.93E+94	-24.809	33636	5.70E+73	-18.313	24736	500–1500
	1 атм	1.28E+107	-27.068	59203	1.83E+44	-9.709	11303	500–1800
	10 атм	6.70E+93	-22.922	56043	7.70E+36	-7.3731	8868.3	500–2000
	100 атм	2.50E+73	-16.9	46525	2.79E+25	-3.8193	4617.2	500–2000
$\text{w1} \rightarrow \text{C}_7\text{H}_7 + \text{C}_3\text{H}_3$	30 Торр	-7.25E+62	-14.372	81402	1.00E+52	-10.936	77705	500–1500
	1 атм	2.48E+108	-26.473	1.24E+05	1.43E+50	-10.383	79688	500–1800
	10 атм	1.49E+94	-22.094	1.19E+05	1.35E+43	-8.1597	77364	500–2000
$\text{C}_7\text{H}_7 + \text{C}_3\text{H}_3 \rightarrow \text{w2}$	100 атм	1.59E+76	-16.78	1.11E+05	4.50E+33	-5.2046	73915	500–2000
	30 Торр	2.10E+113	-29.31	59212	4.09E+49	-11.593	13080	500–1650
	1 атм	54680	2.3973	-3260.8	-1.23E+35	-5.7493	28537	500–1800
$\text{w2} \rightarrow \text{C}_7\text{H}_7 + \text{C}_3\text{H}_3$	10 атм	1.75E+83	-19.915	52172	2.89E+29	-5.2333	6272.4	500–2000
	100 атм	8.04E+75	-17.585	52248	1.60E+24	-3.5836	4435.7	500–2250
	30 Торр	3.62E+115	-28.957	1.26E+05	8.63E+54	-12.101	82528	500–1650
$\text{C}_7\text{H}_7 + \text{C}_3\text{H}_3 \rightarrow (\text{p9} + \text{p10}) + \text{H}$	1 атм	1.84E+12	1.2236	67123	-3.61E+48	-8.5394	104550	500–1800
	10 атм	8.24E+84	-19.458	1.18E+05	2.17E+36	-6.2187	76321	500–2000
	100 атм	4.28E+75	-16.618	1.16E+05	3.51E+31	-4.7109	74677	500–2250
	1.04 × 10 ⁻⁶ Торр	2.20E+57	-14.205	1.56E+04	8.30E+22	-3.6679	3582.8	500–2500
$\text{C}_7\text{H}_7 + \text{C}_3\text{H}_3 \rightarrow (\text{p9} + \text{p10}) + \text{H}$	1.04 × 10 ⁻⁴ Торр	1.91E+69	-17.453	2.52E+04	1.33E+30	-5.5803	11740	500–2500
	1.04 × 10 ⁻¹ Торр	4.69E+38	-7.1394	35358	3.70E+41	-7.2932	52967	500–2500
	30 Торр	1.12E+62	-14.179	43583	7.19E+91	-25.372	38601	500–2500
	1 атм	5.24E+15	-1.4309	15522	6.51E+74	-17.459	62385	500–2500
	10 атм	1.79E+08	0.70467	13997	1.19E+72	-16.48	68323	500–2500
	100 атм	3.67E-04	4.1014	10673	1.32E+62	-13.566	68593	500–2500
	30 Торр	1.12E+62	-14.179	43583	7.19E+91	-25.372	38601	500–2500
$(\text{p9} + \text{p10}) + \text{H} \rightarrow \text{C}_7\text{H}_7 + \text{C}_3\text{H}_3$	1 атм	5.24E+15	-1.4309	15522	6.51E+74	-17.459	62385	500–2500
	10 атм	1.79E+08	0.70467	13997	1.19E+72	-16.48	68323	500–2500
	100 атм	3.67E-04	4.1014	10673	1.32E+62	-13.566	68593	500–2500
	30 Торр	9.57E+72	-16.131	63017	4.49E+99	-26.38	56615	500–2500
$\text{w2} \rightarrow (\text{p9} + \text{p10}) + \text{H}$	1 атм	3.70E+25	-3.0819	34269	4.37E+85	-19.382	81767	500–2500
	10 атм	2.04E+18	-1.0132	32802	2.24E+82	-18.25	87277	500–2500
	100 атм	3.67E+06	2.4061	29493	4.32E+72	-15.402	87779	500–2500
$(\text{p9} + \text{p10}) + \text{H} \rightarrow \text{w2}$	30 Торр	1.08E+96	-24.173	1.07E+05	4.70E+34	-7.092	62181	500–1650
	1 атм	1.01E-01	4.0166	49114	-6.53E+21	-2.0438	74872	500–1800
	10 атм	6.15E+68	-15.828	98771	1.07E+22	-3.0821	58080	500–2000
$\text{C}_7\text{H}_7 + \text{C}_3\text{H}_3 \rightarrow \text{p3} + \text{H}$	100 атм	3.59E+79	-18.512	1.15E+05	2.36E+21	-2.728	59312	500–2250
	30 Торр	7.42E+101	-25.663	57623	9.05E+39	-8.4865	11661	500–1650
	1 атм	293.33	3.1861	-2094.1	-2.23E+24	-2.5979	23429	500–1800
$\text{C}_7\text{H}_7 + \text{C}_3\text{H}_3 \rightarrow \text{p3} + \text{H}$	10 атм	3.71E+76	-17.826	51535	7.31E+24	-3.7105	6682.9	500–2000
	100 атм	1.96E+82	-19.103	64302	5.72E+21	-2.619	6824.1	500–2250
	30 Торр	4.29E+39	-6.9536	44315	3.91E+22	-8.249	-2982.8	500–2500
$\text{C}_7\text{H}_7 + \text{C}_3\text{H}_3 \rightarrow \text{p3} + \text{H}$	1 атм	-9.38E+62	-14.021	56419	1.57E+38	-6.4631	45769	500–2500
	10 атм	1.37E+10	1.2209	32036	6.47E+64	-13.527	76788	500–2500
	100 атм	8.0561	3.9003	29818	1.42E+63	-12.84	84002	500–2500

Таблица 1. Окончание

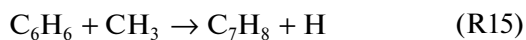
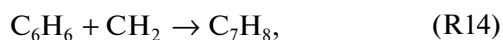
Реакция	p	A_1	n_1	E_a^1	A_2	n_2	E_a^2	T, K
$p3 + H \rightarrow$ $\rightarrow C_7H_7 + C_3H_3$	30 Торр	1.02E+46	-8.8226	27411	1.99E+29	-9.855	-17535	500–2500
	1 атм	-3.14E+65	-14.719	37615	7.00E+44	-8.4131	28799	500–2500
	10 атм	1.85E+16	-0.58032	14970	1.19E+71	-15.366	59776	500–2500
	100 атм	1.23E+07	2.0833	12777	1.65E+69	-14.625	66806	500–2500
$C_7H_7 + C_3H_3 \rightarrow$ $\rightarrow p4 + i-C_4H_5$	30 Торр	1.13E+42	-7.8662	44222				500–2500
	1 атм	-7.66E+67	-15.615	58386	2.05E+43	-8.1257	47768	500–2500
	10 атм	2.11E+16	-0.76155	34494	3.42E+70	-15.353	79532	500–2500
$p4 + i-C_4H_5 \rightarrow$ $\rightarrow C_7H_7 + C_3H_3$	100 атм	1.16E+06	2.2237	31805	7.31E+67	-14.395	85953	500–2500
	30 Торр	1.56E+41	-7.6696	23178				500–2500
	1 атм	-1.77E+64	-14.549	36106	5.19E+43	-8.2906	27236	500–2500
$p4 + i-C_4H_5 \rightarrow$ $\rightarrow C_7H_7 + C_3H_3$	10 атм	1.90E+15	-0.51828	13302	1.06E+70	-15.254	58733	500–2500
	100 атм	1.11E+05	2.46	10627	1.37E+67	-14.237	64941	500–2500
	30 Торр	5.40E+46	-9.1633	36993	3.48E+15	-0.35084	18675	500–2500
$p3 + H \rightarrow$ $\rightarrow p4 + i-C_4H_5$	1 атм	7.16E+49	-9.7203	45944	4.37E+67	-16.955	38315	500–2500
	10 атм	7.62E+12	0.36256	22293	6.10E+63	-13.402	62795	500–2500
	100 атм	1.18E+06	2.3236	21196	5.05E+64	-13.424	71627	500–2500
$p4 + i-C_4H_5 \rightarrow$ $\rightarrow p3 + H$	30 Торр	1.62E+37	-6.4235	31525	39131	2.7294	12375	500–2500
	1 атм	1.29E+43	-7.7902	42184	1.09E+56	-13.506	32720	500–2500
	10 атм	6.73E+05	2.3692	18206	7.58E+56	-11.427	58916	500–2500
$p3 + H \rightarrow (p9 +$ $+ p10) + H$	100 атм	7.29E-02	4.3798	17056	9.29E+57	-11.496	67869	500–2500
	30 Торр	1.51E+43	-8.7983	22729				500–2500
	1 атм	-8.93E+64	-15.313	34996	2.28E+44	-9.0396	26066	500–2500
$p4 + i-C_4H_5 \rightarrow$ $\rightarrow (p9 + p10) + H$	10 атм	1.07E+15	-0.98967	11791	9.44E+70	-16.088	58027	500–2500
	100 атм	2.36E+05	1.8134	9411.6	3.95E+68	-15.207	64895	500–2500
	30 Торр	2.82E+42	-8.7796	21469				500–2500
$\rightarrow (p9 + p10) + H$	1 атм	-2.87E+63	-15.055	33471	3.33E+43	-8.9921	24737	500–2500
	10 атм	2.84E+14	-1.0312	10475	1.00E+70	-15.991	57083	500–2500
	100 атм	5520.2	2.0835	7593.3	4.62E+66	-14.857	63140	500–2500

СН или СН₂ производится метил радикал СН₃. Существует ряд других реакционных путей, в продуктах которых наличествует СН₃. Метан, присутствующий в оболочках звезд АВГ, реагируя с такими активными компонентами как Сl, О, Н, ОН и т.д., также вносит вклад в баланс СН₃.

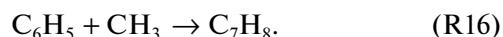
Бензил радикал С₇Н₇ в оболочках звезд АВГ образуется в реакциях толуола, например,



В свою очередь С₇Н₈ формируется из бензола в реакциях



или из фенил радикала в реакции



В недавнем обзоре [75] приведены разнообразные реакционные пути, ведущие к С₇Н₇ и С₇Н₈ в пламенах. Пути образования бензола и фенил радикала в оболочках звезд АВГ подробно описаны, например, в работе Шершнеф и др. [27]. Второй компонент изучаемой реакции пропаргил радикал С₃Н₃ присутствует в оболочках звезд АВГ в концентрациях (см., например, рис. 6–8 из работы Шершнеф [77]) на 4–5 порядков выше, чем для фенил радикала, в скелет которого достраивается второе ароматическое кольцо в механизме НАСА.

Хотя пока не имеется данных о содержании толуола в оболочках звезд АВГ, во многих пламенах отношение концентраций толуол/бензол варьируется в пределах 0.1–0.5 (см. табл. 2 из работы Руже и др. [76]). Исходя из схожести углеводородных процессов в горении и оболочках богатых углеродом звезд АВГ можно предположить, что в

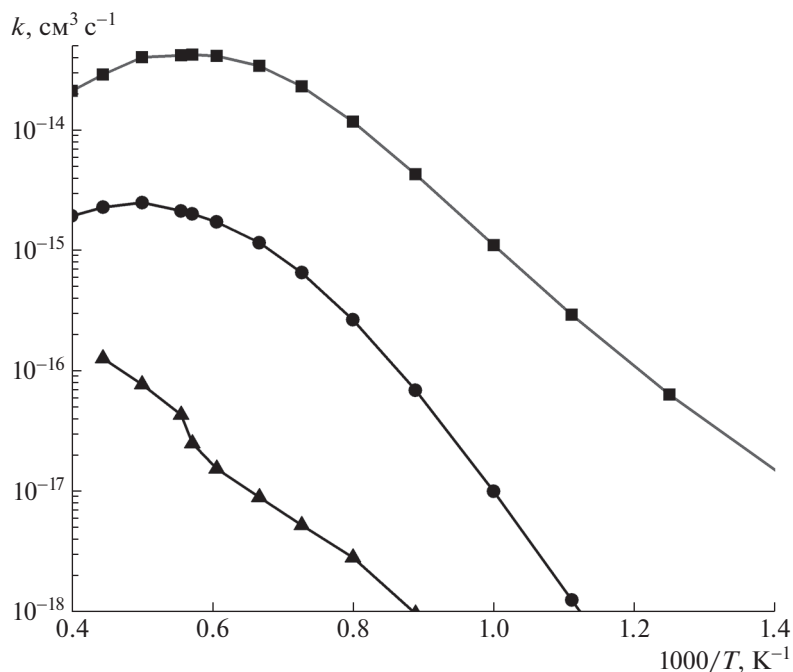


Рис. 8. Сравнение констант скорости каналов реакции $C_7H_7 + C_3H_3 \rightarrow p9/p10 + H$ на синглетной ППЭ (■ для p9, ● для p10) и $C_7H_7 + C_3H_3 \rightarrow p15 + H$ (▲ для p15) на триплетной поверхности, рассчитанных при 1 атм.

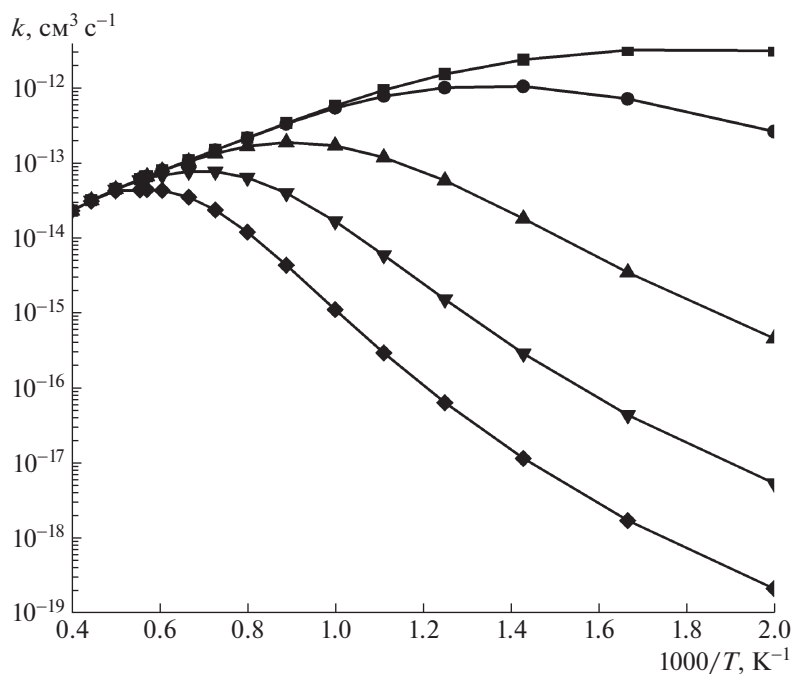


Рис. 9. Константы скорости реакции $C_7H_7 + C_3H_3 \rightarrow (p9 + p10) + H$, рассчитанные при различных давлениях. Обозначения для представленных давлений: (■) – 1.04×10^{-6} Торр, (●) – 1.04×10^{-4} Торр, (▲) – 1.04×10^{-1} Торр, (▼) – 30 Торр, (◆) – 1 атм.

некоторых из этих звездных объектов содержание толуола будет сравнимо с бензолом и, исходя из этого, реакцию $C_7H_7 + C_3H_3$ целесообразно включать в кинетическую модель, описывающую рост

молекулярной массы ПАУ в оболочках звезд АВГ. Определение вклада данной реакции в кинетику ПАУ не является целью данной работы. Отметим только его очевидное преимущество перед меха-

низмом НАСА, где второе кольцо добавляется к бензолу в последовательности: отрыв водорода — присоединение ацетиленов — отрыв водорода — присоединение ацетиленов. Тогда как из толуола последовательность существенно короче: отрыв водорода — присоединение пропаргила. Это обстоятельство может иметь решающее значение в конкуренции двух реакционных путей, ведущих к двухкольцевым ПАУ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В текущем исследовании были пересмотрены механизм и кинетика реакции $C_7H_7 + C_3H_3$ с использованием развитых методов теории переходного состояния для оценки критических констант скорости безбарьерных входных и выходных каналов реакции. Расчеты подтверждают механизм реакции, предложенный в более ранней работе Мацуги и Миёси [45], но предлагают уточненные количественные данные. Расчеты кинетических констант показали три различных температурных режима, границы которых зависят от давления. При более низких температурах в реакции преобладает столкновительная стабилизация двух начальных промежуточных соединений, 3-бутинилбензола w1 и 2,3-бутадиенилбензола w2, где образование w1 является предпочтительным из-за более высокой константы скорости соответствующего входного канала. В промежуточном температурном интервале w1 и w2 эффективно разлагаются обратно до реагентов, что приводит к резкому падению зависимой от давления полной константы скорости реакции. В высокотемпературном режиме w1 и w2 перестают быть стабильными, и реакция протекает в прямом направлении, без стабилизации интермедиатов $C_{10}H_{10}$ и с образованием бимолекулярных продуктов. К таковым относятся “быстрые” продукты, образующиеся при непосредственном разрыве связи C—H в w1/w2 с образованием изомеров $C_{10}H_9$ p1–p3, состоящих из бензольного кольца с боковой цепью, вместе с атомом водорода, или при разрыве связи C—C с образованием фенил радикала C_6H_5 (p4) + *i*-C₄H₅. Более продолжительные пути ведут к предшественникам нафталина, метиленинданил радикалам p9 и p10 + H, и включают замыкание боковой цепи C4 на пятичленное кольцо перед потерей атома H. Наиболее вероятные бимолекулярные продукты включают p3 + H и p4 + *i*-C₄H₅, за которыми следуют p9 + H, p2 + H, p1 + H и p10 + H. Последующие изомеризация и разложение p9 и p10 ведут к образованию бензофульвена и нафталина, где первый также может перегруппировываться во второй посредством изомеризации с помощью присоединения атома водорода. Важно отметить, что в условиях оболочек звезд АВГ, где давление газа намного меньше 1 Торр, процесс стабилиза-

ции начальных комплексов w1 и w2 сильно замедлен, что способствует росту выхода двуциклических ПАУ в продуктах реакции.

По сравнению с предыдущими результатами Мацуги и Миёси [45], настоящие расчеты показывают более сложную температурную зависимость общей константы скорости в пределе высокого давления, а также более высокие относительные выходы p3 и p4 по сравнению с p9. В связи с этим мы предлагаем обновить кинетическую схему образования нафталина, инициированную реакцией бензил + пропаргил, за счет включения каналов $C_7H_7 + C_3H_3 \rightarrow p3 + H/p4 + i-C_4H_5$ и вторичных каналов $p3 + H/p4 + i-C_4H_5$, которые могут производить p9 + H. Количественные изменения констант скорости, основанные на настоящих расчетах и представленные в табл. 1, предлагаются для уточненных кинетических моделей образования нафталина и роста ПАУ в околозвездных оболочках звезд АВГ и в пламенах горения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-33-90137 в Самарском университете, а также при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2021-597) в Самарском филиале Физического института имени П.Н. Лебедева.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. G. Rawlings, A. J. Adamson, C. C. M. Marshall, and P. J. Sarre, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **485**, 3398 (2019).
2. R. Ruiterkamp, T. Halasinski, F. Salama, B. H. Foing, L. J. Allamandola, W. Schmidt, and P. Ehrenfreund, *Astron. and Astrophys.* **390**, 1153 (2002).
3. M. Tsuge, C.-Y. Tseng, and Y.-P. Lee, *Physical Chemistry Chemical Physics* **20**, 5344 (2018).
4. N. L. J. Cox, J. Cami, A. Farhang, J. Smoker, A. Monreal-Ibero, R. Lallement, P. J. Sarre, C. C. M. Marshall, K. T. Smith, and C. J. Evans, *Astron. and Astrophys.* **606**, A76 (2017).
5. R. Ruiterkamp, N. L. J. Cox, M. Spaans, L. Kaper, B. H. Foing, F. Salama, and P. Ehrenfreund, *Astron. and Astrophys.* **432**, 515 (2005).
6. C. Boersma, J. Bregman, and L. J. Allamandola, *Astrophys. J.* **858**, 67 (2018).
7. A. G. Tielens, *Rev. of Mod. Phys.*, **85**, 1021 (2013).
8. M. Kalpana, E. Babu, D. Mani, R. Tripathi, and N. Bhandari, *Plan. and Space Sci.* **198**, 105177 (2021).
9. R. I. Kaiser and N. Hansen, *The Journal of Physical Chemistry A* **125**, 3826 (2021).
10. A. Leger and J. L. Puget, *Astron. and Astrophys.* **137**, L5 (1984).
11. R. I. Kaiser, D. S. N. Parker, and A. M. Mebel, *Annual Reviews of Physical Chemistry* **66**, 43 (2015).

12. *W. W. Duley*, Faraday Discussions **133**, 415 (2006).
13. *N. L. J. Cox, J. Cami, L. Kaper, P. Ehrenfreund, B. H. Foring, B. B. Oehsendorf, S. H. M. van Hooff, and F. Salama*, Astron. and Astrophys. **569**, A117 (2014).
14. *M. Tsuge, M. Bahou, Y.-J. Wu, L. Allamandola, and Y.-P. Lee*, Astrophys. J. **825**, 96 (2016).
15. *H.-S. Kim, D. R. Wagner, and R. J. Saykally*, Phys. Rev. Lett. **86**, 5691 (2001).
16. *R. Zenobi, J.-M. Philippoz, R. N. Zare, and P. R. Buseck*, Science **246**, 1026 (1989).
17. *Y. Wang, Y. Huang, C. M. O. D. Alexander, M. Fogel, and G. Cody*, Geochimica et Cosmochimica Acta **69**, 3711 (2005).
18. *A. G. Tielens*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. **46**, 289 (2008).
19. *A. Bergantini and R. I. Kaiser*, Chem **1**, 822 (2016).
20. *S. A. Sanford, J. Aléon, C. M. Alexander, T. Araki, S. Bajt, G. A. Baratta, J. Borg, J. P. Bradley, D. E. Brownlee, J. R. Brucato, and M. J. Burchell*, Science **314**, 1720 (2006).
21. *D. S. McKay, E. K. Gibson Jr., K. L. Thomas-Keppta, H. Vali, C. S. Romanek, S. J. Clemett, X. D. Chillier, C. R. Maechling, and R. N. Zare*, Science **273**, 924 (1996).
22. *B. A. McGuire, A. M. Burkhardt, S. Kalenskii, C. N. Shingledecker, A. J. Remijan, E. Herbst, and M. C. McCarthy*, Science **359**, 202 (2018).
23. *D. S. N. Parker, F. Zhang, Y. S. Kim, R. I. Kaiser, A. Landera, V. V. Kislov, A. M. Mebel, and A. G. Tielens*, Proceedings of the National Academy of Science **109**, 53 (2012).
24. *A. M. Mebel, A. Landera, R. I. Kaiser*, The Journal of Physical Chemistry A **121**, 901 (2017).
25. *M. Frenklach and E. D. Feigelson*, Astrophys. J. **341**, 372 (1989).
26. *M. Frenklach*, Physical Chemistry Chemical Physics **4**, 2028 (2002).
27. *I. Cherchneff, J. R. Barker, and A. G. Tielens*, Astrophys. J. **401**, 269 (1992).
28. *I. Cherchneff*, EAS Publications Series **46**, 177 (2011).
29. *M. Frenklach, D. W. Clary, W. C. Gardiner Jr., and S. E. Stein*, Symposium (International) on Combustion **20**, 887 (1985).
30. *M. Frenklach*, Proceedings of the Combustion Institute **22**, 1075 (1988).
31. *V. V. Kislov, N. I. Islamova, A. M. Kolker, S. H. Lin, and A. M. Mebel*, Journal of Chemical Theory and Computation **1**, 908 (2005).
32. *A. M. Mebel, Y. Georgievskii, A. W. Jasper, and S. J. Klippenstein*, Proceedings of the Combustion Institute **36**, 919 (2017).
33. *M. Frenklach, R. I. Singh, and A. M. Mebel*, Proceedings of the Combustion Institute **37**, 969 (2019).
34. *L. Zhao, R. I. Kaiser, W. Lu, B. Xu, M. Ahmed, A. N. Morozov, A. M. Mebel, A. H. Howlader, and S. F. Wnuk*, Nature Communications **10**, 3689 (2019).
35. *B. Shukla, A. Susa, A. Miyoshi, and M. Koshi*, The Journal of Physical Chemistry A **112**, 2362 (2008).
36. *V. S. Krasnoukhov, D. P. Porfiriev, I. P. Zavershinskiy, V. N. Azyazov, and A. M. Mebel*, The Journal of Physical Chemistry A **121**, 9191 (2017).
37. *S. Doddipatla, G. R. Galimova, H. Wei, A. M. Thomas, C. He, Z. Yang, A. N. Morozov, C. N. Shingledecker, A. M. Mebel, and R. I. Kaiser*, Science Advances **7**, eabd4044 (2021).
38. *P. M. Holt and J. A. Kerr*, International Journal of Chemical Kinetics **9**, 185 (1977).
39. *D. Robaugh and W. Tsang*, The Journal of Physical Chemistry **90**, 4159 (1986).
40. *I. V. Tokmakov and M. C. Lin*, International Journal of Chemical Kinetics **33**, 633 (2001).
41. *J. Park and M. C. Lin*, International Journal of Chemical Kinetics **33**, 803 (2001).
42. *V. V. Kislov and A. M. Mebel*, The Journal of Physical Chemistry A **111**, 3922 (2007).
43. *M. B. Colket and D. J. Seery*, Proceedings of the Combustion Institute **25**, 883 (1994).
44. *N. M. Marinov, W. J. Pitz, C. K. Westbrook, A. E. Lutz, A. M. Vincitore, and S. M. Senkan*, Proceedings of the Combustion Institute **27**, 605 (1998).
45. *A. Matsugi and A. Miyoshi*, International Journal of Chemical Kinetics **44**, 206 (2011).
46. *C. T. Lee, W. T. Yang, and R. G. Parr*, Phys. Rev. B **37**, 785 (1988).
47. *A. D. Becke*, The Journal of Chemical Physics **98**, 5648 (1993).
48. *R. Krishnan, J. S. Binkley, R. Seeger, and J. A. Pople*, The Journal of Chemical Physics **72**, 650 (1980).
49. *L. A. Curtiss, K. Raghavachari, P. C. Redfern, V. Rassolov, and J. A. Pople*, The Journal of Chemical Physics **109**, 7764 (1998).
50. *L. A. Curtiss, K. Raghavachari, P. C. Redfern, A. G. Baboul, and J. A. Pople*, Chemical Physics Letters **314**, 101 (1994).
51. *A. G. Baboul, L. A. Curtiss, P. C. Redfern, and K. Raghavachari*, The Journal of Chemical Physics **110**, 7650 (1999).
52. *J. A. Miller, S. J. Klippenstein, Y. Georgievskii, L. B. Harding, W. D. Allen, and A. C. Simmonett*, The Journal of Physical Chemistry A **114**, 4881 (2010).
53. *P. Celani and H.-J. Werner*, The Journal of Chemical Physics **112**, 5546 (2000).
54. *T. Shiozaki, G. Werner, P. Celani, and H.-J. Werner*, The Journal of Chemical Physics **135**, 081106 (2011).
55. *T. H. Dunning*, The Journal of Chemical Physics **90**, 1007 (1989).
56. *M. J. Frisch et al.*, Gaussian 09 (Gaussian, Inc., Wallingford CT, 2009).
57. *H.-J. Werner, P. J. Knowles, G. Knizia, F. R. Manby, and M. Schutz*, Wiley Interdisciplinary Reviews: Computational Molecular Science **2**, 242 (2012).
58. *R. A. Marcus*, The Journal of Chemical Physics **20**, 359 (1952).
59. *W. H. Miller*, Journal of the American Chemical Society **101**, 6810 (1979).
60. *S. J. Klippenstein*, The Journal of Chemical Physics **96**, 367 (1992).

61. *Y. Georgievskii, J. A. Miller, and S. J. Klippenstein*, Physical Chemistry Chemical Physics **9**, 4259 (2007).
62. *Y. Georgievskii and S. J. Klippenstein*, The Journal of Chemical Physics **118**, 5442 (2003).
63. *S. J. Klippenstein and J. I. Cline*, The Journal of Chemical Physics **103**, 5451 (1995).
64. *L. B. Harding, S. J. Klippenstein, and Y. Georgievskii*, The Journal of Physical Chemistry A **111**, 3789 (2007).
65. *A. N. Morozov and A. M. Mebel*, The Journal of Physical Chemistry A **123**, 1720 (2019).
66. *Y. Georgievskii, J. A. Miller, M. P. Burke, and S. J. Klippenstein*, The Journal of Physical Chemistry A **117**, 12146 (2013).
67. *Y. Georgievskii and S. J. Klippenstein*, <https://tcg.cse.anl.gov/papr> (2015).
68. *A. M. Mebel, Y. Georgievskii, A. W. Jasper, and S. J. Klippenstein*, Faraday Discussions **195**, 637 (2016).
69. *J. Troe*, The Journal of Chemical Physics **66**, 4745 (1977).
70. *P. E. M. Siegbahn, J. Almlof, A. Heiberg, and B. O. Roos*, The Journal of Chemical Physics **74**, 2384 (1981).
71. *T. H. Dunning Jr.*, The Journal of Chemical Physics **53**, 2823 (1970).
72. *T. H. Dunning and P. J. Hay*, *Methods of Electronic Structure Theory* (Springer, Boston, MA, 3, 1, 1977).
73. *R. I. Kaiser, L. Zhao, W. Lu, M. Ahmed, V. S. Krasnoukhov, V. N. Azyazov, and A. M. Mebel*, Nature Communications **13**, 786 (2022).
74. *G. Santoro, L. Martínez, K. Lauwaet, M. Accolla, G. Tajuero-Castilla, P. Merino, J. M. Sobrado, R. J. Peláez, V. J. Herrero, I. Tanarro, and Á. Mayoral*, Astrophys. J. **895**, 97 (2020).
75. *C. W. Zhou, A. Farooq, L. Yang, and A. M. Mebel*, Progress in Energy and Combustion Science **90**, 100983 (2022).
76. *L. Ruwe, K. Moshhammer, N. Hansen, and K. Kohse-Höinghaus*, Combustion and Flame **175**, 34 (2017).
77. *I. Cherchneff*, Astron. and Astrophys. **545**, A12 (2012).

РОССИЙСКО-КУБИНСКАЯ АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ. ПЕРВЫЙ СВЕТ И ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ ОБСЕРВАТОРИИ

© 2022 г. С. А. Нароенков¹, *, И. С. Саванов¹, М. Е. Сачков¹, М. А. Наливкин¹

¹ *Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия*

*E-mail: snaroenkov@inasan.ru

Поступила в редакцию 17.06.2022 г.

После доработки 11.07.2022 г.

Принята к публикации 18.07.2022 г.

В статье представлены сведения о первых результатах работы по исследованию звезд на оптической станции Российско-Кубинской обсерватории. Обсерватория состоит из двух станций – оптической и геодинимической, созданных Институтом астрономии РАН и Институтом прикладной астрономии РАН совместно с Институтом геофизики и астрономии Республики Куба. Основным инструментом обсерватории является 20-см широкоугольный роботизированный телескоп с ПЗС-камерой и колесом фотометрических фильтров. В конце 2021 и начале 2022 г. проведены первые фотометрические исследования активных звезд V410 Tau и FR Сnc.

Ключевые слова: оптические наблюдения, активные звезды

DOI: 10.31857/S0004629922100103

1. ВВЕДЕНИЕ

В начале 2022 г. произошло значимое событие в истории Российско-Кубинского научного сотрудничества. На территории Института геофизики и астрономии Республики Куба в г. Гавана была открыта международная Российско-Кубинская астрономическая обсерватория (РКО). Эта обсерватория стала первым результатом плодотворного сотрудничества трех организаций – Института астрономии РАН, Института прикладной астрономии РАН и Института геофизики и астрономии Республики Куба в обширной научной программе, выполняемой в рамках межправительственных соглашений о научно-техническом и инновационном сотрудничестве между Россией и Кубой.

Первые совместные научно-технические работы по исследованию космического пространства начались на Кубе шестьдесят лет назад. В 1964 г. кубинские астрономы с помощью советских специалистов начали систематические наблюдения за искусственными спутниками, положив тем самым начало обширной программе космических исследований с территории Кубы. В 1966 г. в Институте геофизики и астрономии Академии наук Кубы начала работать станция по приему радиосигналов с искусственных спутников, что позволило получить необходимые данные для изучения верхних слоев атмосферы. Одновременно в Гаване и Сантьяго-де-Куба были созданы станции слежения за искусственными

спутниками, снабженные самой современной на тот момент аппаратурой [1].

С середины 1960-х годов активное участие в работах по созданию наблюдательных площадок для космических исследований принимал Астрономический совет при Академии наук СССР (современное название – Институт астрономии Российской академии наук). Сотрудники Института астрономии РАН установили в Сантьяго-де-Куба спутниковую фотографическую камеру АФУ-75, лазерный дальномер, организовали службу времени. Начиная с 1969 г. сотрудники Главной астрономической обсерватории РАН и САО РАН совместно с кубинскими коллегами начали исследования солнечной активности с территории Республики Куба при помощи радиотелескопа РТ-3 и 25-см телескопа-рефрактора [2].

В дальнейшем совместные исследования были расширены в рамках реализованной СССР программы “Интеркосмос”, являющейся образцом международного научного сотрудничества. Программа “Интеркосмос” включала в себя различные эксперименты по космической физике, научные исследования по космической медицине и биологии, запуск искусственных спутников Земли, полеты международных экипажей.

Кубинские ученые участвовали в обработке данных с космических спутников, совместно с учеными других стран проводили комплексное изучение взаимодействия магнитосферы и ионосферы. В течение многих лет вместе с учеными

других стран кубинские специалисты проводили оптические наблюдения искусственных спутников Земли. Для этого они использовали специальные фотографические и лазерные установки. На территории Кубы была построена станция единой телеметрической системы, которая позволяла получать научную информацию непосредственно с борта спутников серии “Интеркосмос”. С начала выполнения программы “Интеркосмос” кубинские специалисты участвовали в ряде наблюдений за спутниками Земли, таких, как “Атмосфера”, “Большая хорда” и др. Результаты этих наблюдений использовались для целей геодезии и геофизики [1]. Научные работы по программе “Интеркосмос” проводились до конца 1991 г.

С 2017 г. начался новый этап сотрудничества между Россией и Кубой. Была создана “Российско-Кубинская рабочая группа по сотрудничеству в области науки, технологий и окружающей среды”, в состав которой вошли представители правительств и министерств двух стран. Группой определен ряд стратегических приоритетных направлений научного сотрудничества — медицина, сфера биотехнологий, нанотехнологии, астрономия и прикладная математика. Первыми проектами для совместной реализации стали: создание Российско-Кубинской обсерватории для астрономических исследований, Российско-Кубинская геодинимическая станция, Российско-Кубинская станция климатических испытаний материалов и элементов конструкций в условиях тропического климата Карибского бассейна, совместная Российско-Кубинская палеонтологическая экспедиция по всестороннему изучению эволюционной истории биологического разнообразия Кубы по палеонтологическим данным.

Первые работы по подготовке проекта совместной Российско-Кубинской астрономической обсерватории были начаты осенью 2017 г. [3]. От России в проекте участвовал Институт астрономии Российской академии наук, от Республики Куба — Институт геофизики и астрономии. На первом этапе были проведены работы по исследованию мест на территории Кубы для размещения обсерватории, проведены первые оценки астроклимата, сформирован предварительный архитектурный облик будущей обсерватории. На втором этапе, который начался в 2019 г., ИНАСАН и ИПА РАН сформировали окончательный состав научного и технического оборудования для создания обсерватории, была приобретена недостающая часть необходимого оборудования. Ограничения из-за пандемии на Кубе и в России внесли изменения в первоначальные планы по срокам реализации проекта. Отправка оборудования из России была задержана почти на год, а из-за карантинных ограничений в 2020 и 2021 г., российские специалисты долго не могли

попасть в г. Гавана, чтобы начать работы по созданию обсерватории. Но, несмотря на многие препятствия, проект создания первой совместной Российско-Кубинской обсерватории был успешно реализован в конце 2021 г.

2. РОССИЙСКО-КУБИНСКАЯ АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

Создание распределенных наблюдательных сетей является актуальной задачей современной астрономии и астрофизики. Многие наблюдательные задачи требуют длительных непрерывных рядов наблюдений исследуемых объектов. Примерами таких задач могут служить обнаружение и сопровождение вновь открытых астероидов, фотометрические исследования переменных звезд, исследование оптических транзиентных событий — источников гамма-всплесков и нейтрино высоких энергий. Создание сети астрономических обсерваторий, расположенных в разных часовых поясах, на разных континентах позволяет решать такие наблюдательные задачи. ИНАСАН располагает обсерваториями, расположенными в Московской области, на Кавказе и в Крыму, но все эти обсерватории находятся в одном часовом поясе — UTC+3, примерно на одной долготе. Возможность проведения продолжительных наблюдений ограничено длительностью ночи. Размещение другой обсерватории на удалении по долготе в десятки градусов позволяет продлить интервал наблюдений на несколько часов. Например, когда в Москве заканчивается ночь (4–5 ч утра), в Гаване ночь только начинается (20–21 ч вечера). Разница во времени 8 ч между Центральной частью России и Кубой позволяет проводить непрерывные наблюдения длительностью 16 ч. На сегодняшний день Российско-Кубинская обсерватория — это первая обсерватория в распределенной сети оптических телескопов, создаваемых в ИНАСАН.

Обсерватория расположена на территории Института геофизики и астрономии Республики Куба в г. Гавана. Институт геофизики и астрономии предоставил всю инфраструктуру: здание, на котором был размещен астрономический купол (см. рис. 1), обеспечил подключение обсерватории к своим электрическим и информационным сетям. В октябре–ноябре 2021 г. сотрудники ИНАСАН, ИГА и ИПА совместными усилиями завершили строительство первой оптико-геодезической станции РКО.

Установка широкоугольной оптической системы в совместной обсерватории была закреплена в Соглашении о научно-техническом сотрудничестве между ИНАСАН и ИГА. В обсерватории планируется проводить совместные научные исследования по изучению активности звезд, поиску транзиентных событий, сопровождению вновь



Рис. 1. Общий вид Российско-Кубинской обсерватории.

открытых астероидов (follow-up наблюдений). Дополнительно кубинские партнеры планируют использовать обсерваторию как место обучения кубинских астрономов — аспирантов и молодых ученых. Наблюдательное время распределяется только между участниками проекта на паритетной основе. Данные, полученные на совместной Российско-Кубинской обсерватории, остаются только у участников проекта. Выполнение заявок по заказу сторонних организаций допускается, но работы могут проводиться по договорам о научно-техническом сотрудничестве между ИНАСАН или ИГА и сторонней организацией.

Описание оптической станции представлено в работах [4, 5]. Основной инструмент астрономической обсерватории — оптический комплекс, состоящий из 20-см широкоугольного телескопа *Officina Stellare Veloce RH-200* с ПЗС-камерой *FLI Proline 16803* на автоматизированной монтировке *10Micron GM1000 HPS* (см. рис. 2). Телескоп *Veloce RH-200* — это широкоугольный телескоп с фокусным расстоянием 600 мм, фокальным отношением $f/3$ и апертурой 220 мм. При использовании приемника излучения 36×36 мм поле зрения составляет $3.5^\circ \times 3.5^\circ$. Размер пикселя в такой оптической системе составляет $3.1''/с$. Телескоп оснащен колесом фильтров с комплектом фотометрических фильтров системы Джон-

сона-Кузинса (*UBVRI*). Экваториальная монтировка *10Micron GM1000 HPS* обеспечивает точное наведение телескопа на объект по заданным координатам и стабильное ведение. Телескоп установлен в куполе *Scopedome 3M* диаметром 3 м. Купол оснащен приводами для поворота по азимуту и открытия/закрытия створки купола. Управление астрономическими устройствами осуществляется через управляющий компьютер с использованием стандартного программного обеспечения, поставляемого в комплекте с устройствами. На обсерватории установлен метеокомплекс, состоящий из метеостанции (ИПА), датчика облачности и широкоугольной камеры для обзора всего неба (ИНАСАН), находящегося в совместном доступе. Метеокомплекс позволяет отслеживать состояние атмосферы и погодные условия в обсерватории. Наблюдения на телескопе можно проводить дистанционно в двух режимах — в автоматическом и ручном. В ручном режиме оператор телескопа сам с помощью специального программного обеспечения наводит телескоп на исследуемый объект, устанавливает длительности и количество экспозиций ПЗС-камеры. В автоматизированном режиме все процедуры по наблюдению исследуемого объекта проходят без оператора, сеанс наблюдений осуществляется под управлением специаль-



Рис. 2. Общий вид внутри купола и 20-см широкоугольный телескоп.

ного программного обеспечения, разработанного в ИНАСАН. В программу управления сеансом наблюдений загружается заранее сформированный план наблюдений одного или нескольких объектов, и в указанное время начинается сеанс наблюдений. Программа передает управляющие команды на монтировку, ПЗС-камеру и астрономический купол для выполнения плана наблюдений. Программа управления сеансом наблюдений постоянно получает данные с метеокомплекса, контролирует погодные условия и состояние атмосферы. Сеанс наблюдений прерывается в случае ухудшения погодных условий. В настоящее время в автоматическом режиме проводятся все сеансы наблюдений. Программа управления сеансом наблюдений позволяет получить калибровочные кадры (dark frame, bias frame) для под-

готовки изображений. Получение кадров плоского поля затруднительно, так как надо вручную выбирать площадки на небесной сфере, где присутствует минимальное количество звезд. Обработка полученных кадров и фотометрических исследований избранных объектов производятся в программе MaximDL в ручном режиме на сервере хранения данных, расположенном на Кубе. Работы по автоматизации процесса обработки полученных кадров ведутся в настоящий момент.

3. ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ ОБСЕРВАТОРИИ

Первые научные данные Российско-Кубинская обсерватория получила в конце 2021 г. Наблюдения проводились с 8 декабря 2021 г. по 9 ян-

варя 2022 г. За это время было проведено $n = 21$ сеансов наблюдений. Доля ясного ночного времени составила более 60%. Специально оценка качества изображения звезд на кадре не проводилась, но во время сеанса наблюдений оценивалось качество изображения исследуемой звезды. Для избранной звезды с помощью фокусировки поддерживалось заданное значение FWHM от 3 до 5 пикселей. Критической зависимости качества изображения от температуры не выявлено. Гидирование в процессе наблюдений не используется, так как качество исполнения опорно-поворотного устройства позволяет проводить наблюдения без него.

Первыми объектами исследований были выбрана 2 звезды — V410 Tau и FR Sps. Они относятся к типу быстро вращающихся хромосферно активных звезд. Эти звезды обладают вращательной модуляцией блеска вследствие наличия холодных пятен на своей поверхности. Для каждой звезды кривые блеска были получены в нескольких фотометрических фильтрах.

По данным фотометрической переменности в фильтре V для каждой звезды были построены карты поверхностных температурных неоднородностей. Методика восстановления карты поверхностных температурных неоднородностей детально описана в работе [6]. Кривые блеска звезд были проанализированы с помощью программы iPH [6]. Программа позволяет решать обратную задачу восстановления температурных неоднородностей звезды по кривой блеска в двухтемпературном приближении, при котором задаются температуры невозмущенной фотосферы и пятен. Описание и тесты программы были представлены в работе [7]. В результате анализа данных, полученных для звезд V410 Tau и FR Sps, проведена оценка площади пятен на поверхности звезды.

3.1. Наблюдения и исследование звезды V410 Tau

V410 Tau является молодой, полностью конвективной звездой типа T Тельца (WTTS) с возрастом около 1 млн. лет, обладающей сложным по структуре магнитным полем [8, 9]. Звезда является предметом многочисленных исследований (см., напр., [10]). Расстояние до звезды составляет 129.4 ± 0.4 пк. V410 Tau принадлежит к одной из молодых областей звездообразования C2-L1495 в комплексе Тельца. Возраст звезды недавно был оценен с привлечением данных GAIA — 1.34 ± 0.19 млн. лет [11]. Эффективная температура звезды составляет 4500 К, логарифм ускорения силы тяжести 3.8. Масса и радиус звезды (в солнечных единицах) — $1.42 \pm 0.15 M_{\odot}$ и $3.40 \pm 0.5 R_{\odot}$ соответственно [9]. Используя методику восстановления поверхностных температурных неоднород-

ностей звезды по фотометрическим измерениям, в работе [12] было выполнено исследование эволюции пятен на поверхности звезды в течение 46 лет. Для звезды многократно проводилось доплеровское картирование поверхности, а в последние годы — земан-доплеровское картирование (см., напр., [10]).

Новые фотометрические наблюдения звезды V410 Tau были проведены на телескопе Officina Stellare Veloce RH-200 Российской-Кубинской обсерватории с 7 декабря 2021 г. по 4 января 2022 г. Все наблюдения проводились в автоматическом режиме по заранее заданному плану наблюдений без участия оператора. Регистрация излучения от звезды производилась на ПЗС-камеру FLI Proline 16803 в фотометрической системе Джонсона-Кузинса. Для достижения оптимального соотношения сигнал/шум время экспозиции выбиралось для каждого фильтра индивидуально: в фильтре B — 120 с, в фильтрах V , R , I — 90 с. Всего было получено по 400 оценок блеска в фотометрических фильтрах B , V и R в интервале HJD 245 9555.738–245 9588.673. Наблюдательные данные были обработаны по стандартным процедурам фотометрической редукиции. Фотометрия звезд осуществлялась дифференциальным методом. Как и в работе [10] в качестве звезды сравнения была использована звезда V1023 Tau ($B = 14.179^m$, $V = 12.641^m$, $R = 11.573^m$). Обработка кадров осуществлялась в программном пакете MaximDL. Точность фотометрических измерений оценивалась по достаточно большому набору данных, получаемых в течение сеанса наблюдений. В каждую ночь для исследуемого объекта получали более 100 измерений в каждом фильтре. Оценка точности фотометрии производилась по проверочной звезде (check-звезда). Так как подразумевается, что проверочная звезда не изменяет существенно свой блеск, то оценка изменения блеска проверочной звезды позволяет оценить точность проводимой фотометрии. Во всех сеансах наблюдений вариация блеска проверочной звезды в фильтрах V и R составила $\text{RMS } 0.012^m - 0.02^m$, в фильтре B — 0.05^m .

Для построения карты поверхностных температурных неоднородностей были использованы данные фотометрической переменности звезды в фильтре V . После построения фазовой диаграммы данные измерений были усреднены внутри фазовых интервалов $\Delta\phi = 0.05P$ (см. рис. 3).

На рис. 3 наши измерения сопоставлены с результатами, опубликованными в [10] (фотометрические наблюдения были выполнены в КРАО РАН в 2019 г.). Указанные наблюдения разделены по времени промежутком в два года. Обращают на себя внимание различия в форме кривых для

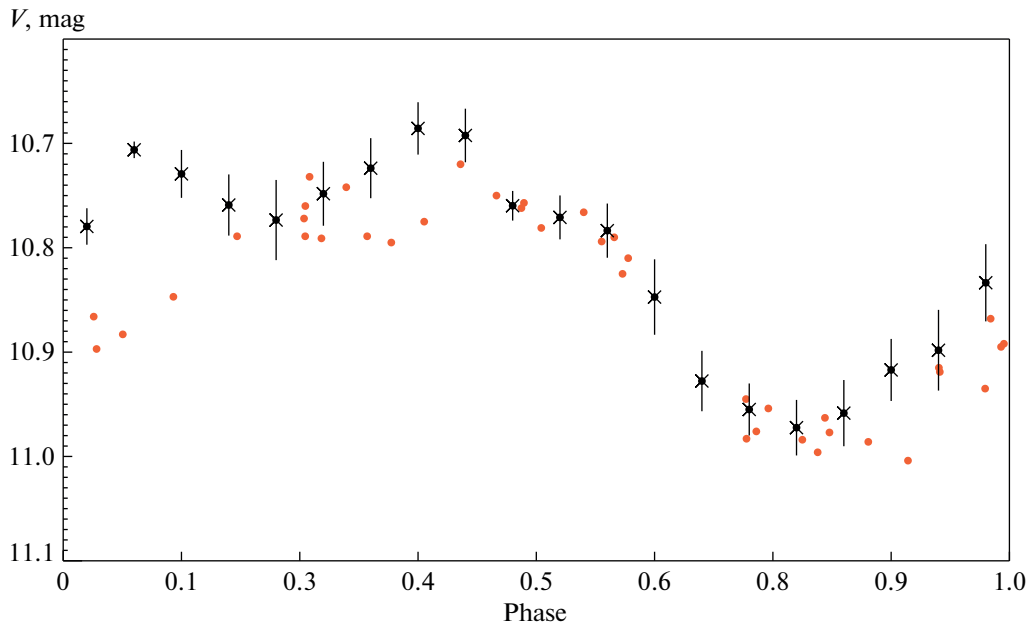


Рис. 3. Фазовая кривая изменений блеска V410 Тау в фильтре V . Темные символы с барами погрешностей — наши измерения, светлые точки — наблюдения 2019 г. [10].

интервала фаз 0.0–0.45 (положение второй активной области на поверхности звезды, см. ниже). Для фаз 0.5–0.85 кривые совпадают. Полученная нами кривая блеска (усредненная для 20 равноотстоящих фаз) была проанализирована с помощью программы iPH.

Для построения карты поверхностных температурных неоднородностей мы приняли, что температура фотосферы составляет 4500 К, а температура пятен 3750 К. Для расчетов были применены данные сетки моделей Куруца. При моделировании поверхность звезды была разделена на элементарные площадки размером $6^\circ \times 6^\circ$, для которых были определены факторы заполнения f , являющиеся неизвестными величинами нашего анализа. На рис. 4 представлены результаты восстановления температурных неоднородностей на поверхности V410 Тау для периода наблюдений HJD 245 9555.738–HJD 245 9604.750. По построенным картам мы определили долготы, соответствующие максимальным значениям f (более темные области на карте рис. 4). Отметим, что имеются концентрации пятен на двух долготах (одна из них с долготой 290° является ярко выраженной, положение второй, с долготой 80° , определяется с большей погрешностью). Более активная область обладает сложной структурой, возможно, она более вытянута в сторону меньшей по размеру области. Положение более активной области с долготой 290° совпадает с положением, полученным в [10] для холодного пятна в фазах 0.7–0.8.

Как указывалось выше, путем восстановления поверхностных температурных неоднородностей звезды по фотометрическим измерениям, в работе [12] изучена эволюция пятен на поверхности звезды в течение 46 лет и исследовано изменение положения доминирующей активной области. В ряде случаев была зарегистрирована вторая активная область (долгота), расположенная в положении, близком к противофазному относительно доминирующей области. Был выделен интервал времени стабильного положения активной области, в котором положение минимума блеска не претерпевало изменений в течение 4800 сут (около 13 лет [12]). Этот интервал закончился в конце 2002 г., затем последовало перемещение активных областей по поверхности звезды. Найденные нами положения активных областей соответствуют фазам 0.22 и 0.80 и находятся в согласии с данными более ранних исследований.

По оценкам, сделанным в работе [12], доля поверхности звезды V410 Тау, покрытая пятнами (параметр запятненности S), в среднем составляла 32%, и она менялась в пределах от 27 до 40% за указанный период наблюдений. Найденная нами величина S , соответствующая карте поверхности, представленной на рис. 4, равна 34%, и практически совпадает с ранее определенной средней величиной S .

3.2. Наблюдения и исследование звезды FR Cnc

Звезда FR Cnc (BD+161753 = MCC 527=1RXS J083230.9+154940) — одиночная, молодая и быст-

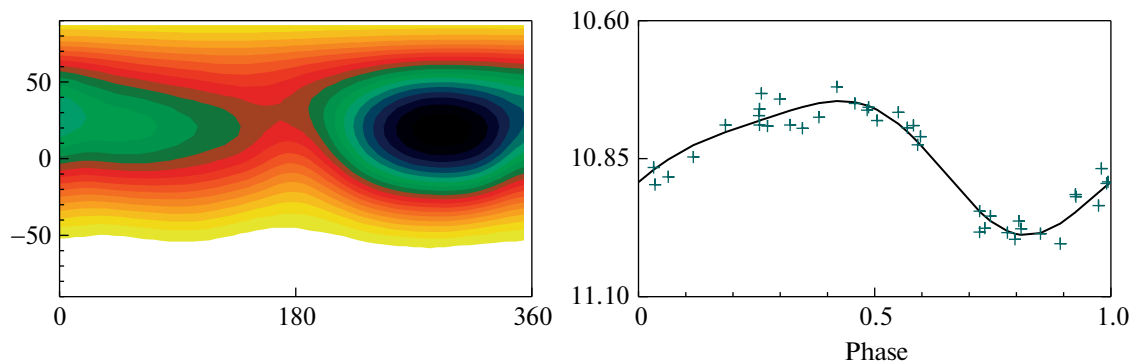


Рис. 4. Слева — результаты восстановления температурных неоднородностей на поверхности V410 Tau. Карты поверхности представлены в единой шкале, более темные области соответствуют более высоким значениям факторов заполнения f . По оси абсцисс — долгота и широта в градусах. Справа — наблюдения (крестики) и теоретические кривые блеска, построенные по восстановленной модели (сплошная линия).

ро вращающаяся звезда. Яркость объекта составляет $V = 10.41^m$, спектральный класс K7V. В работах [13, 14] были проведены фотометрические и спектральные исследования FR Спс, и показано, что период вращения звезды составляет $0.8267 \pm \pm 0.0004$ сут. Фотометрическая кривая блеска существенно меняет свою форму и по фазе, и по амплитуде, что свидетельствует об эволюции пятен на поверхности звезды. В спектре FR Спс наблюдаются сильные и переменные по величине линии водорода и ионизированного кальция, что указывает на хромосферную активность звезды. В работах [15, 16] представлены результаты анализа вспышечной активности звезды.

В работе [17] были представлены результаты подробного исследования синхронных рентгеновских и оптических наблюдений FR Спс. Было установлено, что рентгеновские спектры объясняются двухтемпературной моделью плазмы с температурой холодной и горячей компонентом 0.34 и 1.1 кэВ соответственно. Рентгеновская кривая блеска в диапазоне энергий 0.5–2.0 кэВ оказывается вращательно-модулированной с амплитудой модуляции 17%. Также установлено, что кривая рентгеновского излучения антикоррелирует с оптическими кривыми блеска и цвета в том смысле, что максимум рентгеновского излучения соответствует минимуму оптического излучения и более холодной области на поверхности FR Спс. Найдено, что рентгеновская светимость FR Спс за последние 30 лет почти не меняется и характеризуется средним значением 4.85×10^{29} эрг/с в диапазоне энергий 0.5–2.0 кэВ.

Новые фотометрические исследования FR Спс были проведены в период с 17 декабря 2021 г. по 3 января 2022 г. во второй половине ночи, во время оптимальных условий видимости звезды. Данная работа является продолжением работ по долговременному мониторингу звезды FR Спс,

проводимом коллективом авторов с 2019 г. [16, 17].

Наблюдения проводились в автоматическом режиме по заданному плану без участия оператора. Время экспозиции было выбрано для каждого фильтра индивидуально: в фильтре B — 90 с, в фильтрах V и R — 60 с. Всего было получено по 200 оценок блеска в каждом фотометрическом фильтре. Наблюдательные данные были обработаны по стандартным процедурам фотометрической редукции. Фотометрия звезд осуществлялась дифференциальным методом. В качестве звезды сравнения была использована звезда BD+16 1751 ($B = 10.22^m$, $V = 9.51^m$, $R = 8.72^m$). Точность единичного измерения RMS составила 0.01^m – 0.012^m в трех фильтрах. Вспышек в ходе наблюдений зарегистрировано не было.

Для построения карты поверхностных температурных неоднородностей были использованы данные фотометрической переменности звезды в фильтре V . После построения фазовой диаграммы данные измерений были усреднены для фазовых интервалов $\Delta\phi = 0.05P$ (см. рис. 5). При сравнении с результатами наших предыдущих наблюдений, приведенных в работе [16], можно заключить, что вид кривой блеска претерпел изменения — практически исчез минимум блеска, соответствующий фазе 0.65.

Методика восстановления карты поверхностных температурных неоднородностей была детально описана нами выше. Как и в [18], мы приняли, что температура фотосферы FR Спс составляет $T_{\text{eff}} = 4250$ К, а температура пятен — 3000 К. Блеск звезды в фильтре V , в предположении об отсутствии пятен на ее поверхности, был принят равным 10.3^m . Согласно [18], угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения составляет 55° . На

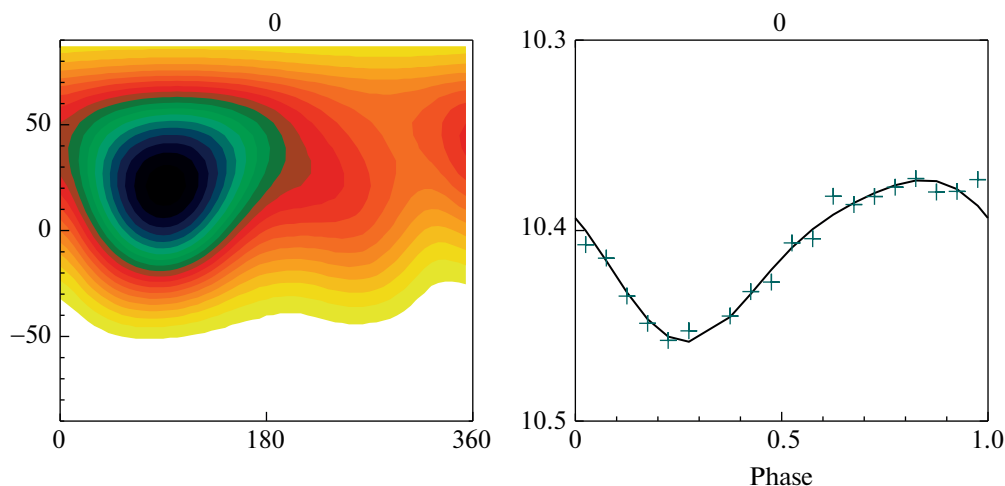


Рис. 5. Слева — результаты восстановления температурных неоднородностей на поверхности FR Спс. Карты поверхности представлены в единой шкале, более темные области соответствуют более высоким значениям факторов заполнения f . По оси абсцисс и ординат — долгота и широта в градусах. Справа — наблюдения (крестики) и теоретические кривые блеска, построенные по восстановленной модели (сплошная линия).

рис. 5 представлены результаты восстановления температурных неоднородностей на поверхности FR Спс для наблюдений в конце 2021 г. Как отмечалось ранее в работах [16, 18], для FR Спс наблюдается концентрация пятен на двух долготах (одна из них выражена сильнее), возможно соединенных перемычкой, которая, в том числе, хорошо просматривается на доплеровских картах, построенных по спектральным наблюдениям в 2004 г. Карта поверхности, построенная по наблюдениям 2021 г., указывает на сильное ослабление (практически исчезновение) меньшего по площади пятна. По оценке, приведенной в работе [16], площадь пятен на поверхности звезды в начале 2019 г. составила порядка 12% от полной площади ее поверхности. В 2021 г. площадь запятненной поверхности звезды уменьшилась до 8%. Для сравнения, согласно данным [18], по результатам доплеровского картирования запятненность FR Спс в 2004 г. составила 6%.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе совместной работы, проведенной Институтом геофизики и астрономии Республики Куба и Институтом астрономии Российской академии наук, и при активной поддержке Министерства науки, технологий и окружающей среды Республики Куба и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, создана совместная Российско-Кубинская астрономическая обсерватория на территории Кубы.

В обсерватории проведены первые оптические наблюдения и исследования космических объектов — хромосферно активных звезд V410 Тау и FR Спс. В результате наблюдений в декабре 2021 г.

и январе 2022 г. получены кривые изменения блеска звезд в фотометрических фильтрах B , V , R . Отметим, что преимущественно плохая погода за указанный период времени препятствовала наблюдению этих объектов в российских обсерваториях ИНАСАН, и наблюдения на Российско-Кубинской обсерватории прекрасно восполнили этот пробел. По данным фотометрической переменности звезд V410 Тау и FR Спс в фильтре V построены карты поверхностных температурных неоднородностей. По нашей оценке, площадь пятен на звезде V410 Тау составляет 32% от полной площади ее поверхности, на звезде FR Спс — 8% от полной площади ее поверхности.

Создание Российско-Кубинской обсерватории является новым этапом научного сотрудничества между Россией и Кубой. В перспективе Российско-Кубинская обсерватория станет новым центром для обучения и подготовки кубинских астрономов и технических специалистов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *H. Molinet*, *Cuba* **12**, 18 (1980).
2. *A. P. Kulish*, *News Main Astron. Observ. Pulkovo* **219** (2), 56 (2009).
3. *D. V. Bisikalo, I. S. Savanov, S. A. Naroenkov, M. A. Nalivkin, et al.*, *Astron. Rep.* **62** (6), 367 (2018).
4. *D. V. Bisikalo, M. E. Sachkov, M. A. Ibrahimov, I. S. Savanov, et al.*, *Astron. Rep.* **66** (1), 43 (2022).
5. *M. Ibrahimov, D. Bisikalo, A. Fateeva, R. Mata, and O. Pons*, *Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso* **51** (3), 280 (2021).
6. *I. S. Savanov, S. A. Naroenkov, M. A. Nalivkin, V. B. Puzin, and E. S. Dmiitrienko*, *Astrophys. Bull.* **73** (3), 344 (2018).

7. *I. S. Savanov and K. G. Strassmeier*, *Astron. Nachricht.* **329** (4), 364 (2008).
8. *M. B. Skelly, J. F. Donati, J. Bouvier, K. N. Grankin, Y. C. Unruh, S. A. Artemenko, and P. Petrov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **403** (1), 159 (2010).
9. *L. Yu, J. F. Donati, K. Grankin, A. Collier Cameron, C. Moutou, G. Hussain, C. Baruteau, and L. Jouve*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **489** (4), 5556 (2019).
10. *B. Finocietty, J. F. Donati, B. Klein, B. Zaire, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **508** (3), 3427 (2021).
11. *D. M. Krolkowski, A. L. Kraus, and A. C. Rizzuto*, *Astron. J.* **162** (3), id. 110 (2021).
12. *I. S. Savanov*, *Astron. Rep.* **56** (9), 722 (2012).
13. *J. C. Pandey, K. P. Singh, S. A. Drake, and R. Sagar*, *Astron. J.* **130** (3), 1231 (2005).
14. *J. C. Pandey, K. P. Singh, R. Sagar, and S. A. Drake*, *Inform. Bull. Var. Stars* № 5351, 1 (2002).
15. *A. Golovin, E. Pavlenko, Y. Kuznyetsova, and V. Kru-shevska*, *Inform. Bull. Var. Stars* № 5748, 1 (2007).
16. *I. S. Savanov, S. A. Naroenkov, M. A. Nalivkin, J. C. Pandey, and S. Karmakar*, *Astron. Letters* **45** (9), 602 (2019).
17. *J. C. Pandey, G. Singh, S. Karmakar, A. Joshi, I. S. Sa-vanov, S. A. Naroenkov, and M. A. Nalivkin*, *J. Astro-phys. and Astron.* **42** (2), 65 (2021).
18. *Golovin, M. C. Gálvez-Ortiz, M. Hernán-Obispo, M. An-dreev, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **421** (1), 132 (2012).