

СОДЕРЖАНИЕ

Том 98, номер 6, 2021

Сравнительный анализ задачи об истечении атмосфер экзопланет <i>П. Б. Исакова, Я. Н. Павлюченков, Е. С. Калиничева, В. И. Шематович</i>	443
Свойства звездных населений восьми галактических шаровых скоплений с низкой центральной поверхностной яркостью <i>М. Е. Шарина, М. И. Маричева</i>	453
О причинах коллимированного распространения астрофизических и лабораторных джетов <i>И. Ю. Калашников, А. В. Додин, И. В. Ильичев, В. И. Крауз, В. М. Четкин</i>	476
Этинил вокруг областей НП S255 и S257 <i>А. И. Буслаева, М. С. Кирсанова, А. Ф. Пуанова</i>	487
Новая оценка наилучшего значения расстояния от Солнца до центра Галактики <i>В. В. Бобылев, А. Т. Байкова</i>	497
Активные области на Солнце с повышенной вспышечной активностью в 24 цикле <i>С. А. Язев, Е. С. Исаева, Ю. В. Ишмухаметова</i>	506
О динамической эволюции населения астероидов, сближающихся с Землей <i>Р. В. Золотарев, Б. М. Шустов</i>	518
Поправка	528

УДК 523.4

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЗАДАЧИ ОБ ИСТЕЧЕНИИ АТМОСФЕР ЭКЗОПЛАНЕТ

© 2021 г. П. Б. Исакова^{1,*}, Я. Н. Павлюченков¹, Е. С. Калиничева¹, В. И. Шематович¹

¹ Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: isakovapb@inasan.ru

Поступила в редакцию 17.11.2020 г.

После доработки 22.01.2021 г.

Принята к публикации 29.01.2021 г.

Задача о моделировании истечений атмосфер планет важна для понимания эволюции экзопланетных систем и интерпретации их наблюдений. Современные теоретические модели атмосфер экзопланет становятся все более детальными и многокомпонентными, что затрудняет входение в эту область новых исследователей. В статье впервые представлены результаты тестирования газодинамического метода, входящего в состав разработанной ранее авторами астрономической модели. Проведенные тесты свидетельствуют о корректности метода, что подтверждает возможность его использования. Для моделирования планетного ветра предложена новая гидродинамическая модель с феноменологической функцией нагрева УФ-излучением звезды. Общая картина течения в представленной модели хорошо согласуется с результатами, полученными в более детальных астрономических моделях. Предложенная модель может быть использована для методических целей и для тестирования газодинамических модулей самосогласованных химико-динамических моделей планетного ветра.

DOI: 10.31857/S0004629921060037

1. ВВЕДЕНИЕ

Открытие экзопланет, безусловно, является одним из самых значимых достижений современной астрономии. За последние десятилетия мы прошли путь от предположений об их существовании до обнаружения нескольких тысяч внесолнечных планет¹ [1]. Космический телескоп Кеплер показал неожиданные конфигурации планетных систем, отличающихся от Солнечной. Наблюдаемое распределение радиусов экзопланет, определенных в транзитных наблюдениях, является непрерывным [2], простираясь от планет земного типа с размерами $<1R_{\oplus}$ до планет-гигантов с радиусами $>4R_J$. Многие из них могут иметь каменные ядра, окруженные тонкими оболочками газов водорода и гелия. Недавний анализ подобных Нептуну экзопланет с низкой плотностью показал, что они не должны удерживать свои водородные оболочки из-за чрезвычайно высоких газодинамических темпов атмосферных потерь, если текущие оценки их больших радиусов или малых масс точны [3, 4]. Из этих результатов можно сделать вывод, что в некоторых случаях используемые оценки могут занижать массы или преувеличивать радиусы планет (из-за обла-

ков на больших высотах). Или можно заключить, что горячие нептунуны способны иметь более высокие альбедо, чем экзопланеты, подобные Юпитеру [3].

Атмосферы экзопланет очень разнообразны. Именно они являются ключом к пониманию физики и общих свойств экзопланет. Например, неожиданным оказалось открытие нескольких каменных планет низкой массы с оболочками из легких газов H_2 и/или H_2O . Это указывает на то, что многие планеты, которые можно рассматривать как планеты земного типа, могут не полностью потерять свою первоначальную протоатмосферу из водорода и гелия [5–8]. Все это выводит на передний план вопросы моделирования наблюдательных проявлений атмосфер экзопланет в целом и биомаркеров, в частности, ведь одним из мировоззренческих аспектов изучения экзопланет является вопрос о существовании жизни на них.

Исследования планетных экзосфер не могут быть успешными без рассмотрения термосфер и ионосфер, которые обычно называются верхними атмосферами. И именно со структурой и свойствами верхних атмосфер связаны вопросы влияния родительских звезд. Верхняя атмосфера планеты под сильным звездным УФ-излучением может расширяться на большие расстояния от

¹ <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>

центра планеты. Это приводит к быстрым атмосферным потерям [9–11]. Такое явление, так называемое газодинамическое истечение (или планетный ветер), было теоретически изучено для планет Солнечной системы на ранних стадиях их эволюции [12–15]. Только в последние десятилетия появились возможности наблюдений газодинамического истечения для нескольких близких экзопланет [16–19]. Были предприняты попытки численного моделирования этого явления [20–26]. В том числе были исследованы трехмерные эффекты, связанные с влиянием звездного ветра и магнитного поля на структуру и наблюдательные проявления экзопланет [27, 28].

Как видно из этих работ, теоретическое изучение атмосфер планет активно развивается. Вместе с тем начинающему исследователю трудно разобраться в основах теории атмосфер. Классической можно считать задачу о динамике сферически-симметричной атмосферы, имеющей непосредственное отношение к вопросу о диссипации газовой оболочки. Эта задача близка к задаче о звездном ветре, аналитическое решение которой было получено еще в 60-е годы XX века в работах Паркера [29, 30]. Однако планетные атмосферы обладают своей спецификой, связанной с процессами нагрева и охлаждения. Исследования образования и эволюции первичных и вторичных атмосфер и потенциальной обитаемости экзопланет имеют первостепенное значение для ряда современных естественно-научных проблем, важнейшими из которых являются космогония Солнечной системы и происхождение жизни на Земле. В особенности это касается планет земного типа (суб-, экзо- и супер-земель) и планет класса суб-нептунов и планет-океанов, не имеющих аналогов в Солнечной системе.

Целью данной работы является тестирование метода, использованного ранее для расчета истечения атмосфер экзопланет [25, 31]. В статье рассматриваются результаты газодинамического моделирования изотермической атмосферы, а также представлена модель истечения атмосферы с простейшей функцией нагрева для приближенного воспроизведения потери атмосфер экзопланет. Статья будет полезна исследователям для тестирования газодинамических методов, предназначенных для моделирования планетного ветра.

2. ТЕСТИРОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО МЕТОДА

Воспроизведение динамики экзопланетной атмосферы основано на решении системы уравнений газодинамики:

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

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \frac{GM\mathbf{r}}{r^3}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \varepsilon = -\frac{P}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{v} + \Gamma, \quad (3)$$

где ρ – плотность, \mathbf{v} – скорость, P – давление, G – гравитационная постоянная, M – масса планеты, ε – удельная тепловая энергия (на единицу массы), Γ – функция нагрева–охлаждения, рассчитываемая на единицу массы вещества. При записи данной системы было сделано предположение о том, что масса атмосферы мала по сравнению с массой планеты, т.е. не учитывается самогравитация атмосферы. Плотность, температура и давление связаны между собой уравнением состояния идеального газа:

$$P = nkT, \quad (4)$$

где $n = \rho/m$ – концентрация молекул, m – масса молекулы, k – постоянная Больцмана, T – температура, а связь тепловой энергии и температуры задается соотношением:

$$\varepsilon = \frac{i kT}{2 m} = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{kT}{m}, \quad (5)$$

где i – число степеней свободы молекулы, γ – показатель адиабаты газа. В дальнейшем мы будем предполагать сферическую симметрию атмосферы, что делает возможным ее аналитическое рассмотрение.

Стационарное истечение атмосферы в случае ненулевой функции нагрева и охлаждения можно описать следующей системой уравнений для переменных v и ε :

$$\left[v - (\gamma - 1) \frac{\varepsilon}{v} \right] \frac{dv}{dr} + (\gamma - 1) \frac{d\varepsilon}{dr} = (\gamma - 1) \frac{2\varepsilon}{r} - \frac{GM}{r^2}, \quad (6)$$

$$v \frac{d\varepsilon}{dr} + (\gamma - 1) \varepsilon \frac{dv}{dr} = -(\gamma - 1) \frac{2\varepsilon v}{r} + \Gamma. \quad (7)$$

При реалистичных функциях нагрева и охлаждения получение аналитических решений этой системы становится проблематичным. Сложным также является и численное интегрирование данной системы (например, методом Рунге–Кутты) в связи с возможным наличием (заранее неизвестных) критических точек. Проблема численного интегрирования заключается также в выборе внутреннего граничного условия, соответствующего устойчивому физическому решению. Путем элементарных преобразований можно получить альтернативную систему уравнений:

$$\frac{d}{dr} \left[\frac{v^2}{2} + \gamma \varepsilon - \frac{GM}{r} \right] = \frac{\Gamma}{v}, \quad (8)$$

$$\frac{d}{dr} \left[\varepsilon v^{\gamma-1} r^{2\gamma-2} \right] = \frac{\Gamma r^{2\gamma-2}}{v^{2-\gamma}}. \quad (9)$$

Особенностью такого вида уравнений является то, что при $\Gamma = 0$, т.е. при адиабатическом процессе, выражения в квадратных скобках сохраняются. Сложностью при численном интегрировании данной системы является необходимость одновременно разрешать нелинейную связь между выражениями в квадратных скобках, что сводится к изолированию корней соответствующего нелинейного уравнения. Кроме того, остается проблема выбора граничного условия, реализующего устойчивое решение. Поэтому для исследования истечения атмосфер широко используется газодинамическое моделирование, т.е. непосредственное решение нестационарной системы уравнений (1)–(3).

Выбор газодинамического метода, в свою очередь, является ответственной задачей, поскольку метод должен правильно воспроизводить характерные особенности решения и не приводить к артефактам. Для моделирования динамики сферически-симметричной атмосферы в работе [25] использовался полностью консервативный лагранжевый неявный метод, описанный в книге [32]. Этот метод хорошо зарекомендовал себя при решении задачи о коллапсе протозвездного облака, см. [33]. В задаче о коллапсе облака данный метод успешно воспроизводит все особенности аналитического решения [34]. Однако корректность применения данного метода к задаче расчета истечения атмосферы в работе [25] показана не была. В данном разделе мы продемонстрируем как данный численный метод справляется с задачей изотермического истечения атмосферы, для которой известно точное решение.

Используемый численный метод основан на конечно-разностной аппроксимации исходной системы газодинамических уравнений и является лагранжевым, т.е. газ не перетекает через границы ячеек, но сами ячейки движутся и сжимаются (растягиваются) вместе с веществом. Значения всех величин, кроме скорости, задаются в центрах ячеек, а скорость — на границах ячеек. При расчетах использовалась 2001 ячейка, при этом начальная дискретная сетка имеет однородное разбиение по r . Левая граница расчетной области жестко зафиксирована, т.е. скорость на левой границе равна нулю. Правая граница расчетной области может двигаться, при этом в качестве граничного условия задается давление во внешней среде (во вспомогательной ячейке, прилегающей справа к границе). Положение границы атмосферы отслеживается автоматически по координате границы последней ячейки. Более подробно метод описан в работе [25].

Рассмотрим атмосферу вокруг планеты с массой $M = 0.07M_J$ и радиусом $a = 0.35R_J$. Эти значения близки к параметрам теплого нептона GJ 436b (см. табл. 1).. Температуру искусственно вы-

берем равной $T_0 = 8575$ К, что соответствует безразмерному параметру Джинса $\lambda = 10$ — отношению гравитационной энергии на внутренней границе к тепловой энергии (без учета фактора $i/2$):

$$\lambda = \frac{GMm}{a} / kT_0, \quad (10)$$

где T_0 — температура изотермической атмосферы. Пусть плотность на внутренней границе атмосферы $\rho_0 = 10^{-12}$ г/см³. Введем безразмерную плотность в виде $\eta = \rho/\rho_0$. Левая граница расчетной области жестко привязана к значению $x = 1$, где $x = r/a$. В начальный момент времени правая граница атмосферы находится на безразмерном расстоянии $x = 2$, а распределение плотности внутри области $1 \leq x \leq 2$ соответствует гидростатическому, за исключением условия на границе, при котором давление в последней ячейке может не совпадать с давлением во внешней среде.

Рассмотрим результаты для нескольких граничных условий. В качестве первого граничного условия на правой границе было зафиксировано давление, соответствующее безразмерной плотности $\eta_b = 4 \times 10^{-4}$. Данное значение меньше плотности на внешней границе первоначальной атмосферы ($\eta \approx 7 \times 10^{-3}$ при $x = 2$), поэтому начальное распределение должно эволюционировать вследствие расширения внешних областей атмосферы под действием градиента давления на границе атмосферы. Значение η_b на порядок выше значения $\eta_\infty \approx 4.5 \times 10^{-5}$, соответствующего равновесной плотности изотермической атмосферы на бесконечности для изотермического случая, $\eta_\infty = e^{-\lambda}$. На верхних панелях рис. 1 показаны результаты численного моделирования динамики данной атмосферы в безразмерных переменных η и y , где y — отношение кинетической энергии молекулы газа к ее тепловой энергии (без учета фактора $i/2$):

$$y = \frac{mv^2}{2} / kT_0. \quad (11)$$

На момент времени 1.5×10^4 с атмосфера расширяется, при этом ее правая граница достигает значения $x = 6$, а значения y близки к аналитическим стационарным значениям. Достигнув $x = 6.5$ на момент 2.5×10^4 с, атмосфера прекращает расширение — ее самые внешние слои начинают сжиматься под действием внешнего давления. Скачки на распределениях $y(x)$ и $\eta(x)$ являются следствием неравновесности начальных распределений. В дальнейшем атмосфера осциллирует, при этом ее внешняя граница колеблется возле значения $x = 4.3$. Со временем атмосфера

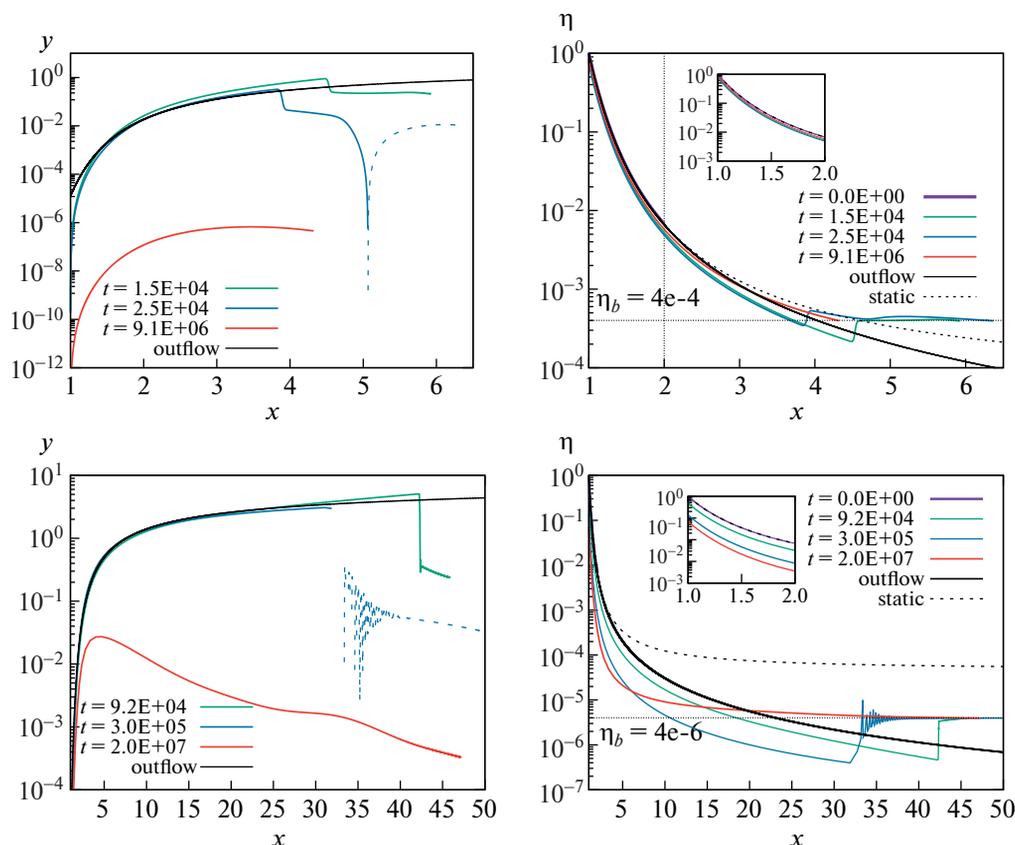


Рис. 1. Результаты газодинамического моделирования изотермической атмосферы с фиксированными внешними граничными условиями на плотность. Верхние диаграммы: для граничной безразмерной плотности $\eta_b = 4 \times 10^{-4}$, нижние диаграммы — для $\eta_b = 4 \times 10^{-6}$. Штриховые линии на левых панелях соответствуют отрицательным скоростям, непрерывные линии — положительным скоростям.

постепенно приходит к равновесию, причем полученное распределение плотности очень близко к аналитическому гидростатическому распределению. Таким образом, при фиксированном граничном условии на плотность $\eta_b > \eta_\infty$, атмосфера приходит к гидростатическому равновесию, причем ее граница соответствует тому x , на котором плотность аналитической гидростатической атмосферы совпадает с граничным условием.

В том случае, если плотность на внешней границе выбрать ниже значения η_∞ , т.е. $\eta_b < \eta_\infty$, расширение атмосферы будет происходить до больших радиусов, но она со временем также придет к равновесию. Это связано с тем, что в использованном лагранжевом методе масса атмосферы конечна, а внутренняя граница расчетной области неподвижна. При расширении атмосферы область разрежения достигает первой ячейки, в результате чего плотность в ней падает. Со временем плотность во всей атмосфере падает настолько сильно, что внешнее граничное условие начинает соответствовать гидростатическому решению. Этот случай проиллюстрирован на ниж-

них панелях рис. 1, где показана модель с граничным условием $\eta_b = 4 \times 10^{-6}$. Отметим, что на промежуточных временах (см. кривые для 9.2×10^4 с на нижних панелях на рис. 1) профили распределений $y(x)$ и $\eta(x)$ по форме близки к аналитическим для стационарного изотермического ветра. Осцилляции на распределениях $y(x)$ и $\eta(x)$ связаны с недостаточно эффективным подавлением численной неустойчивости искусственной вязкостью.

На рис. 2 показано численное решение для случая, когда плотность на внешней границе атмосферы на каждом временном шаге адаптивно меняется в соответствии с аналитическим решением для стационарного истечения. Другими словами, $\eta_b(x)$ берется из аналитической зависимости $\eta(x)$ для изотермического ветра. В данном случае полученные распределения $\eta(x)$ и $y(x)$ близки к аналитическим для изотермического ветра. Наибольшие отличия между численным и аналитическим решениями видны на распределении $y(x)$ в окрестности левой границы атмосферы.

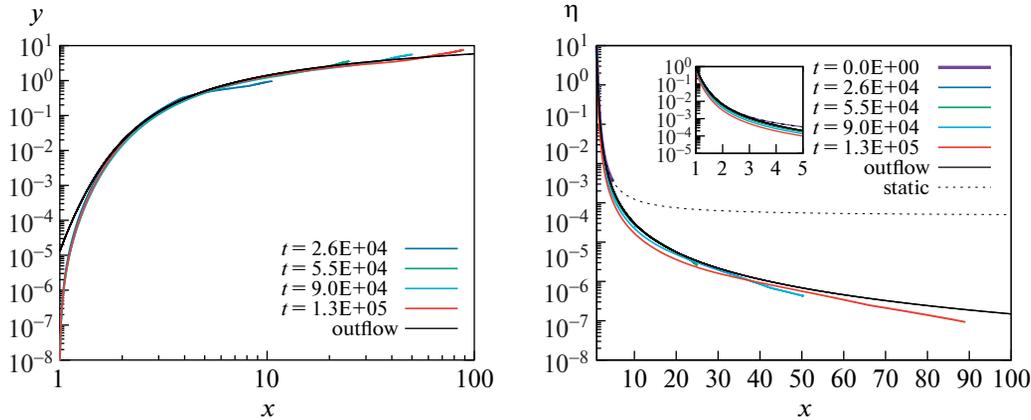


Рис. 2. Газодинамическое решение с граничным условием по давлению на правой границе, взятым из стационарного решения. Решение представлено в безразмерном виде.

ры. Это связано с тем, что внутренняя граница атмосферы в методе зафиксирована, т.е. скорость на границе равна нулю. В то же время в аналитическом стационарном решении скорость на левой границе не равна нулю, а соответствует конкретному значению u_0 .

Проведенные тесты позволяют нам утверждать, что используемый газодинамический метод пригоден для моделирования истечения атмосфер экзопланет. Используя этот метод, в следующем разделе мы рассмотрим динамику истечения атмосферы в случае простой функции нагрева.

3. АТМОСФЕРА С ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ ФУНКЦИЕЙ НАГРЕВА

Основными механизмами нагрева атмосфер экзопланет являются процессы фотоионизации и фотодиссоциации газа УФ-излучением центральных звезд (см., напр., [25]). В то время как часть энергии УФ-квантов идет на разрушение связи электронов с атомами и атомов в молекулах, остаточная энергия уносится продуктами реакций (главным образом, электронами). Эта кинетическая энергия продуктов фотопроцессов в конечном итоге и приводит к нагреву газа. Детальное моделирование этих процессов представляет собой отдельную и сложную задачу. Здесь мы не будем моделировать процессы ионизации, диссоциации, рекомбинации и другие микрофизические процессы, ответственные за нагрев и охлаждение атмосферы. Вместо этого будет использована модельная функция нагрева, имитирующая нагрев в результате фотоионизации газа:

$$\Gamma = 3.57\kappa F_0 \exp\left\{-\tau - \frac{1}{\tau}\right\}, \quad (12)$$

где F_0 – поток излучения, κ – коэффициент поглощения, $\tau = \kappa\Sigma$ – оптическая толщина, Σ – лу-

чевая плотность газа, отсчитываемая от внешней границы атмосферы до текущей позиции. В рамках данного описания предполагается, что газ преимущественно нагревается в окрестности $\tau = 1$. Действительно, при $\tau \ll 1$ газ должен быть полностью ионизован и не должен участвовать в нагреве, а в области $\tau \gg 1$ излучение не проникает и, следовательно, не нагревает эту область. Отметим, что оптическая толщина τ в нашем подходе зависит от лучевой концентрации нейтральных и ионизованных компонентов, а не от лучевой концентрации только нейтрального газа. По мере истечения атмосферы газ, находящийся первоначально в области прогрева, движется наружу, расширяется и становится прозрачным к УФ-излучению. Множитель 3.57 выбран для нормировки интеграла по полной оптической толщине. Этот подход является феноменологическим приближением, однако для физически более обоснованного описания необходимо вычислять содержание нейтрального и ионизованного газа в рамках более сложной (аэрономической) модели. В описанной модели газ может охлаждаться только за счет совершения работы, т.е. за счет расширения.

Описанная выше модель не требует детального моделирования кинетических процессов, но приводит (как мы увидим в дальнейшем) к качественно верной картине истечения и легко воспроизводима. Последнее представляется важным для тестирования методов расчета динамики атмосфер. Параметрами введенной функции нагрева являются F_0 и κ . Параметр F_0 описывает общий поток энергии УФ-излучения, поглощаемый атмосферой. Параметр κ определяет пространственное положение области эффективного нагрева. Учитывая наш предыдущий вывод о важности внешнего граничного условия при моделировании истечения атмосферы, следует выделить еще один ключевой параметр для дан-

Таблица 1. Параметры базовой модели атмосферы с феноменологической функцией нагрева

Параметр	Обозначение	Значение
Масса планеты, M_J	M	0.07
Радиус планеты, R_J	a	0.35
Начальная температура, К	T_0	750
Поток УФ-излучения, эрг/(с см ²)	F_0	10^3
Коэффициент поглощения, см ² /г	κ	1.5×10^6
Плотность на внутренней границе, г/см ³	ρ_0	10^{-10}
Давление на внешней границе, дин/см ²	P_{out}	10^{-6}

ной задачи, а именно давление на внешней подвижной границе P_{out} .

Рассмотрим атмосферу вокруг планеты, параметры которой близки к теплему нептуну GJ 436b (см. табл. 1). Масса и радиус планеты, приведенные в таблице, взяты с сайта <http://www.exoplanet.eu>, начальная температура и поток взяты такими же, как в работе [35]. Коэффициент поглощения выбирается нами как отношение сечения ионизации атома водорода σ_H на длине волны 912 Å, к массе атома водорода m_H : $\kappa = \sigma_H/m_H$. В базовой модели предполагается, что атмосфера состоит из молекулярного водорода, при этом показатель адиабаты равен 7/5. В начальный момент времени атмосфера находится в гидростатическом равновесии, при этом давление на ее внешней границе равно давлению во внешней среде P_{out} .

На рис. 3 показаны распределения плотности, скорости, температуры и темпа истечения в базовой модели для двух моментов времени. На момент времени 1.52×10^4 с внешняя граница атмосферы достигла ~ 7 радиусов планеты, при этом темп истечения внутри области $x < 6.5$ близок к постоянному по пространству и равен 3×10^{10} г/с. Кроме того, во внутренних областях истечения темп массопереноса для обоих приведенных на рис. 3 времен (1.19×10^4 с и 1.52×10^4 с) совпадает — это свидетельствует об установившемся стационарном характере истечения. Структуру атмосферы можно условно разделить на несколько областей. В самой внутренней области ($x < 1.06$) атмосфера близка к гидростатическому равновесию, плотность в ней быстро падает с расстоянием, а скорость близка к нулю. В области $1.06 < x < 2$ происходит интенсивный нагрев атмосферы, это видно по распределению $\Gamma(x)$, показанному на нижней левой панели рис. 3 черной линией. В области нагрева атмосферы скорость истечения

быстро возрастает с расстоянием. Характер распределения плотности в этой области меняется, профиль становится более пологим (см. вкладку на верхней левой панели рис. 3). Температура достигает максимума 2×10^4 К внутри области нагрева. В области $2 < x < 7$, где нагрев атмосферы является слабым, скорость истечения медленно растет с расстоянием. Температура в этой области медленно уменьшается с расстоянием из-за адиабатического расширения. В самых внешних областях истечения видны значительные градиенты всех физических величин. Эти проявления — результат начальных и граничных условий данного моделирования. Действительно, в начальный момент времени атмосфера находится в гидростатическом равновесии при постоянной температуре с монотонным распределением плотности. Однако в последующие моменты времени атмосфера начинает нагреваться внешним излучением, что повышает температуру и увеличивает давление в зоне поглощения излучения (находящейся на некотором удалении от границы). Это приводит к расширению оболочки и сжатию приграничных слоев, имеющих меньшую температуру. Это и приводит к формированию приграничных пиков на распределениях плотности. Эти особенности не влияют на распределения физических величин во внутренних слоях атмосферы. На правой верхней панели рис. 3 наряду с распределением скорости газа показано также распределение скорости звука. Видно, что течение становится сверхзвуковым на расстоянии $x = 2$. Отметим, что при полученном темпе истечения атмосферы масса планеты существенно не изменится за космологическое время.

На рис. 4 показано сравнение полученных распределений с результатами аэрономических моделей для GJ 436b. Фиолетовым и зеленым цветами показаны результаты из работ [35] и [36] соответственно. В этих моделях наряду с гидродинамическими процессами рассчитываются ионизация, диссоциация, рекомбинация и другие фотохимические процессы с участием H_2 , H, He, H^+ , H_2^+ , H_3^+ и др. Использованный нами подход в общих чертах воспроизводит морфологию распределений плотности, скорости и температуры, полученную в этих моделях, однако существенными являются количественные отличия. В частности, в газодинамической модели с феноменологической функцией нагрева получается завышенная в несколько раз температура (см. красные кривые, “basic model”). В работе [37] продемонстрировано, что эффективность нагрева атмосферы УФ-квантами должна составлять величину около 0.1. Учитывая это, мы провели дополнительный расчет с темпом нагрева F_0 в 10 раз меньше базового значения.

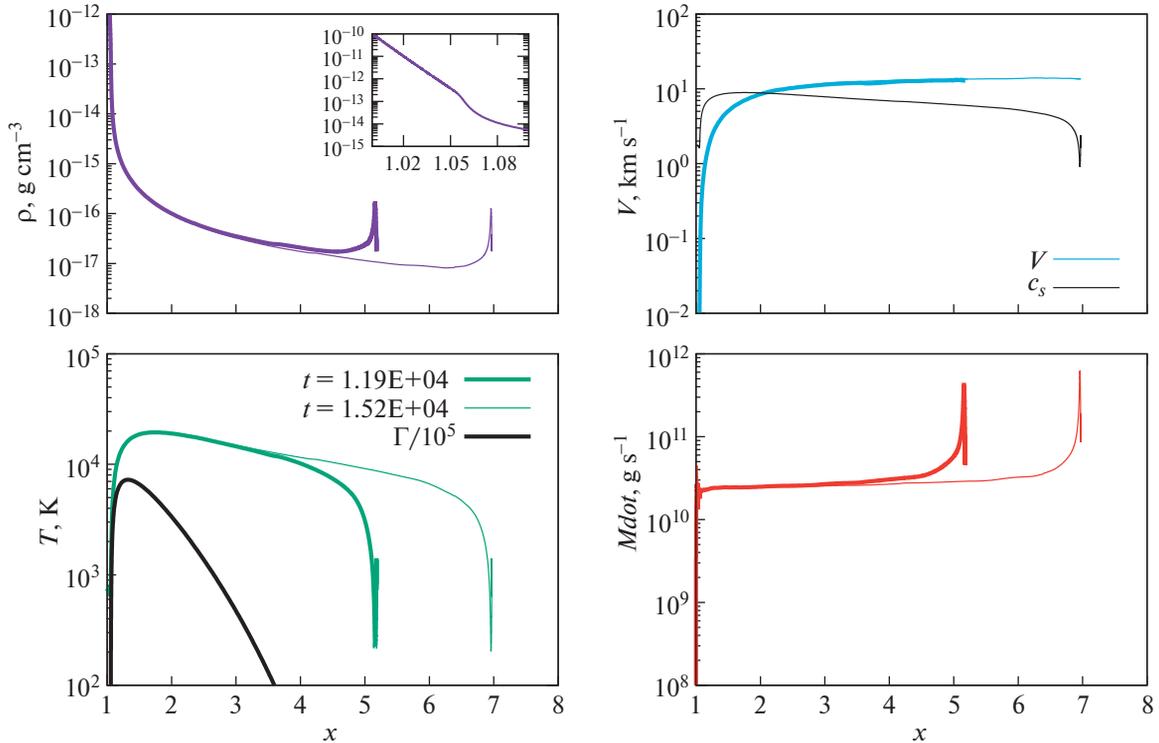


Рис. 3. Базовая модель атмосферы с простой функцией нагрева.

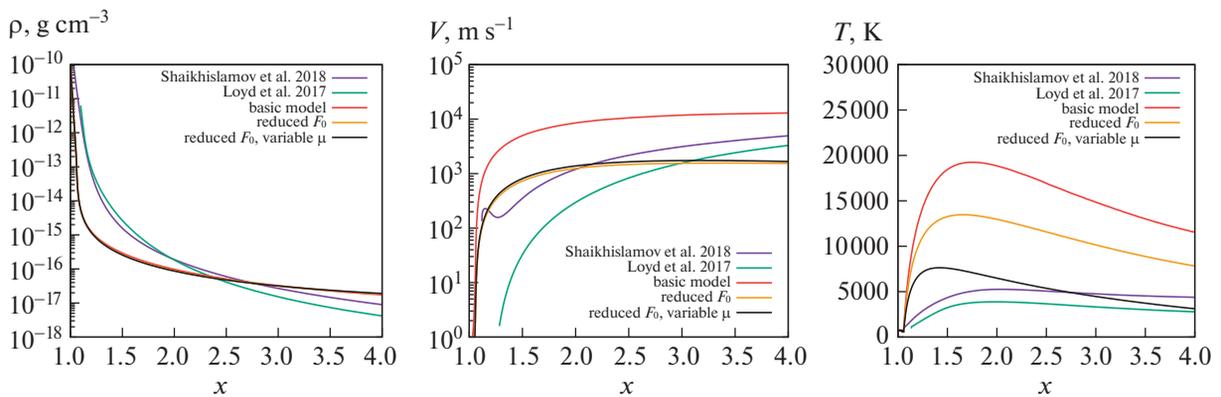


Рис. 4. Сравнение результатов моделирования с астрономическими моделями. Красным цветом показаны результаты базовой модели атмосферы с простой функцией нагрева, желтым – для модели с уменьшенным на порядок потоком излучения F_0 , черным – для модели с уменьшенным потоком УФ-излучения и переменным молекулярным весом, фиолетовым – результаты для астрономической модели из работы [35], зеленым – результаты для астрономической модели из работы [36].

На рис. 5 показаны результаты расчета для модели с уменьшенным темпом нагрева. Морфологические особенности полученных распределений близки к тем, что наблюдаются в базовой модели, но скорость и темп истечения стали примерно на порядок величины ниже базовых. Максимальная температура в этой модели снизилась до $\sim 13\,000$ К, (см. желтые кривые, “reduced F_0 ”, на рис. 4). Течение во всей области стало дозвуковым. Несмотря на уменьшение температу-

ры, она в 2–3 раза превышает значения, полученные в астрономических моделях.

В действительности для корректного воспроизведения физической структуры атмосферы (в том числе распределения температуры) необходимо учитывать большое число физических процессов. В частности, неотъемлемым элементом астрономических моделей является расчет степени диссоциации и ионизации основных молекул. Знание ионизационной структуры позволяет

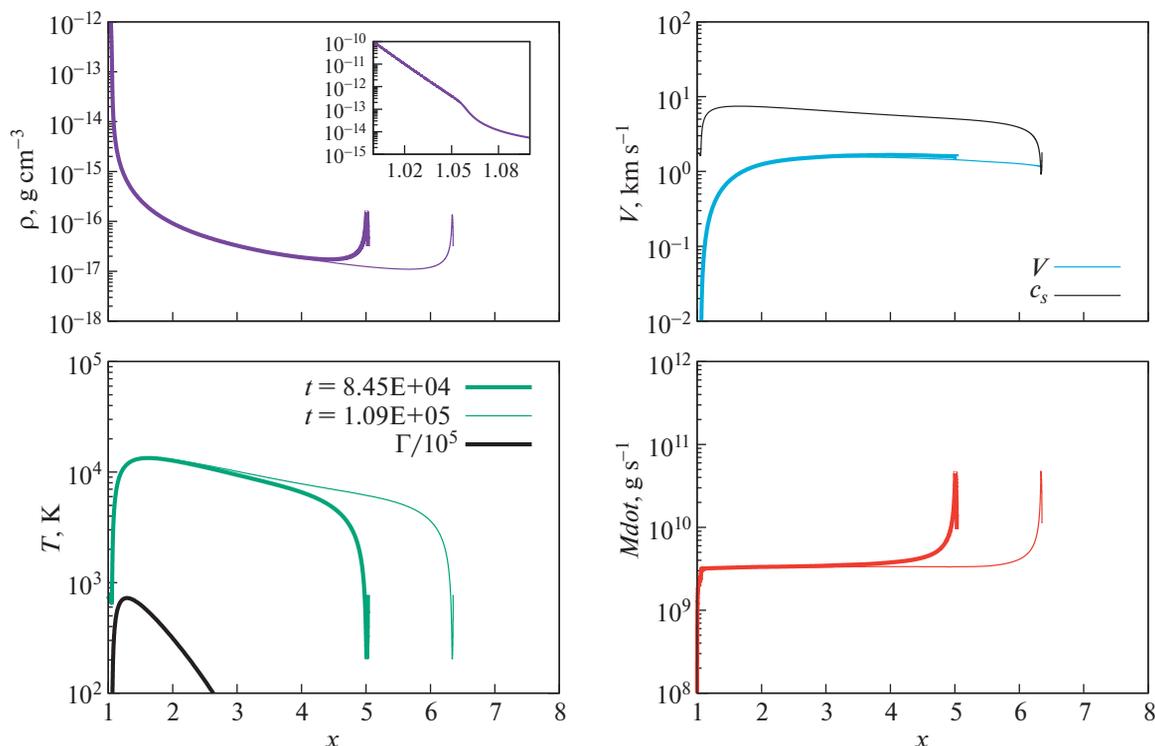


Рис. 5. Модель атмосферы с уменьшенным на порядок потоком излучения F_0 .

корректно рассчитать поле УФ-излучения, проникающее в более внутренние слои атмосферы. Кроме того, диссоциация и ионизация молекул ведет к повышению концентрации свободных частиц. Локальное увеличение концентрации частиц (при постоянной температуре) приводит к повышению давления согласно уравнению (4). Таким образом, давление в зоне поглощения УФ-квантов растет не только за счет увеличения температуры, но и вследствие диссоциации и ионизации молекулярного водорода. Продemonстрируем влияние последнего эффекта на тепловую структуру атмосферы в рамках используемой газодинамической модели. Для этого будем считать, что средняя молекулярная масса (отношение массы частицы к массе протона) зависит от оптической толщины τ следующим образом:

$$\mu = \frac{1}{2} + \frac{3\tau}{2(1 + \tau)}. \quad (13)$$

Это выражение описывает плавный переход μ от значения $1/2$ в оптически-тонкой среде (где водород полностью диссоциирован и ионизован) до величины 2 при высокой оптической толщине (где водород находится в молекулярном состоянии). Соответственно, мы меняем количество степеней свободы частиц i и показатель адиабаты газа γ , используя выражения: $i = 3 + \frac{4}{3}\left(\mu - \frac{1}{2}\right)$, $\gamma = \frac{i+2}{i}$. Отметим, что при использовании про-

странственно-зависимых μ и γ в газодинамическом коде мы сохраняем удельную тепловую энергию при преобразованиях между давлением, температурой и тепловой энергией.

На рис. 4 черным цветом (“reduced F_0 , variable μ ”) и рис. 6 показаны результаты для модели, где наряду с уменьшенным потоком излучения введены зависящие от оптической толщины средний молекулярный вес и показатель адиабаты.

Ключевой особенностью данной модели является уменьшение максимальной температуры до ~ 7000 К, что уже сопоставимо с результатами астрономических моделей. Отметим также, что темп потери массы (3×10^9 г/с) не изменился по сравнению с моделью с постоянными значениями μ , γ и уменьшенным значением F_0 .

Полезно сравнить полученный темп истечения \dot{M} с оценкой, предложенной в работе [12]:

$$F = \frac{S r_1^2 r_0}{G M m}, \quad (14)$$

где сохранены исходные обозначения: F – убегающий поток частиц в единицу времени в единичном телесном угле, S – общий темп нагрева (в наших обозначениях соответствует F_0), r_1 – уровень, где оптическая толщина равна единице, r_0 – радиус планеты, m – масса убегающих частиц (в нашем случае – масса атома водорода), M – масса

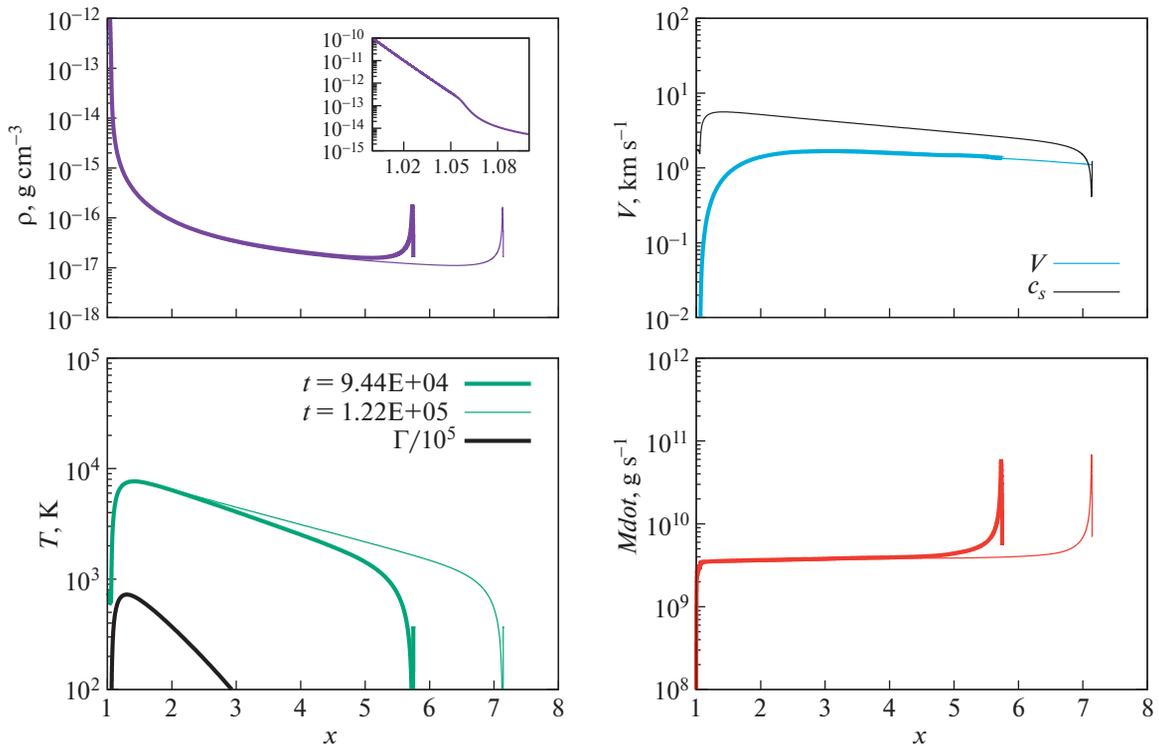


Рис. 6. Модель атмосферы с уменьшенным потоком УФ-излучения и переменным молекулярным весом.

планеты. Выбирая $r_1 \approx r_0 = a$, $F_0 = 10^2$ эрг/(с см²), умножая формулу (14) на 4π и массу атома водорода, получим оценку для темпа истечения атмосферы $\dot{M} \approx 2 \times 10^9$ г/с. Это значение хорошо согласуется с результатами нашего моделирования.

Отметим, что динамика атмосферы, связанная с ее нагревом внешним излучением, является гораздо более сложным процессом, чем изотермический или адиабатический ветер. Именно в этой связи на первый план выходят численные методы решения задач о структуре и динамике планетных атмосфер. Представленные в данном разделе модели носят во многом иллюстративный, методический характер. Тем не менее предложенное феноменологическое описание нагрева может использоваться для приближенного моделирования истечения атмосферы без расчета ионизационно-химической структуры. Описанные модели также могут быть использованы для тестирования газодинамических методов, используемых в аэрономических моделях.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная статья представляет собой своего рода введение в быстро развивающуюся область современной астрофизики, связанную с моделированием истечений планетных атмосфер. Из-за сложности получения аналитических решений даже в простейших приближениях на первый

план выходят численные методы моделирования динамики атмосфер. Одним из ключевых элементов таких моделей является газодинамический метод, к которому предъявляются высокие требования в связи с большими градиентами физических величин, наличием сверхзвуковых режимов и необходимостью корректно воспроизводить квазиравновесные состояния. В данной работе продемонстрирован пример тестирования газодинамического модуля, который активно используется в программном комплексе для моделирования физической структуры атмосфер экзопланет [25, 31]. Показано, что при соответствующих граничных условиях используемый газодинамический метод воспроизводит аналитические решения для изотермической атмосферы.

Современные модели истечения атмосфер (так называемые аэрономические модели) включают в себя расчет ионизационной, химической и тепловой структуры атмосферы. В рамках таких моделей можно изучать самые тонкие физические эффекты и приблизиться к детальной интерпретации наблюдательных данных (см., напр., [35, 38]). Однако такие модели очень сложны и их трудно использовать в образовательных целях. В представленной статье показан пример того, что общую картину истечения атмосферы под воздействием УФ-нагрева со стороны звезды можно описать в рамках элементарной газодинамической модели с феноменологической функ-

цией нагрева. В рамках данной модели продемонстрировано влияние темпа нагрева и переменного молекулярного веса на характеристики течения. Эта модель может быть полезна не только в методических целях, но и для тестирования газодинамических модулей аэрономических моделей, а также для приближенных расчетов в рамках моделей без моделирования детальной химической и ионизационной структуры.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа П.Б.И. (раздел 2) была поддержана Российским научным фондом (проект 18-12-00447). Работа В.И.Ш. и Е.С.К. (разделы 1, 3) выполнена в рамках проекта “Исследование звезд с экзопланетами” по гранту Правительства РФ для проведения научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых (соглашение № 075-15-2019-1875).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *L. D. Deming and S. Seager*, *J. Geophys. Res. Planets* **122**, 53 (2017).
2. *J. F. Rowe, J. L. Coughlin, V. Antoci, T. Barclay, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **217**, id. 16 (2015), arXiv:1501.07286 [astro-ph.EP].
3. *P. Cubillos, N. V. Erkaev, I. Juvan, L. Fossati, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **466**, 1868 (2017), arXiv:1611.09236 [astro-ph.EP].
4. *L. Fossati, N. V. Erkaev, H. Lammer, P. E. Cubillos, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **598**, id. A90 (2017), arXiv:1612.05624 [astro-ph.EP].
5. *H. Lammer, A. Stökl, N. V. Erkaev, E. A. Dorfi, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **439**, 3225 (2014), arXiv:1401.2765 [astro-ph.EP].
6. *F. Tian and S. Ida*, *Nature Geoscience* **8**, 177 (2015).
7. *R. Luger, R. Barnes, E. Lopez, J. Fortney, B. Jackson, and V. Meadows*, *Astrobiology* **15**, 57 (2015), arXiv:1501.06572 [astro-ph.EP].
8. *H. Massol, K. Hamano, F. Tian, M. Ikoma, et al.*, *Space Sci. Rev.* **205**, 153 (2016).
9. *R. E. Johnson, M. R. Combi, J. L. Fox, W.-H. Ip, et al.*, *Space Sci. Rev.* **139**, 355 (2008).
10. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and D. E. Ionov*, in *Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments*, edited by H. Lammer and M. Khodachenko, *Astrophys. Space Sci. Library* **411**, 105 (2015).
11. *V. I. Shematovich and M. Y. Marov*, *Physics Uspekhi* **61**, 217 (2018).
12. *A. J. Watson, T. M. Donahue, and J. C. G. Walker*, *Icarus* **48**, 150 (1981).
13. *D. M. Hunten, R. O. Pepin, and J. C. G. Walker*, *Icarus* **69**, 532 (1987).
14. *E. Chassefière*, *J. Geophys. Res.* **101**(E11), 26039 (1996).
15. *A. N. Volkov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **459**, 2030 (2016).
16. *A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor*, *Nature* **422**, 143 (2003).
17. *A. Vidal-Madjar, J. M. Désert, A. Lecavelier des Etangs, G. Hébrard, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **604**, L69 (2004), astro-ph/0401457.
18. *J. L. Linsky, H. Yang, K. France, C. S. Froning, J. C. Green, J. T. Stocke, and S. N. Osterman*, *Astrophys. J.* **717**, 1291 (2010), arXiv:1005.1633 [astro-ph.EP].
19. *J. R. Kulow, K. France, J. Linsky, and R. O. P. Loyd*, *Astrophys. J.* **786**, id. 132 (2014), arXiv:1403.6834 [astro-ph.EP].
20. *R. V. Yelle*, *Icarus* **170**, 167 (2004).
21. *A. García Muñoz*, *Planet. Space Sci.* **55**, 1426 (2007).
22. *R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray*, *Astrophys. J.* **693**, 23 (2009), arXiv:0811.0006 [astro-ph].
23. *T. T. Koskinen, M. J. Harris, R. V. Yelle, and P. Lavvas*, *Icarus* **226**, 1678 (2013), arXiv:1210.1536 [astro-ph.EP].
24. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, Y. L. Sasunov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, and N. V. Erkaev*, *Astrophys. J.* **795**, id. 132 (2014), arXiv:1506.03548 [astro-ph.EP].
25. *D. E. Ionov, V. I. Shematovich, and Y. N. Pavlyuchenkov*, *Astron. Rep.* **61**, 387 (2017), arXiv:1706.02098 [astro-ph.EP].
26. *J. E. Owen*, *Ann. Rev. Earth and Planet. Sciences* **47**, 67 (2019), arXiv:1807.07609 [astro-ph.EP].
27. *A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 605 (2018).
28. *A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo*, *Astron. Rep.* **63**, 550 (2019), arXiv:1903.09459 [astro-ph.EP].
29. *E. N. Parker*, *Astrophys. J.* **132**, 821 (1960).
30. *E. N. Parker*, *Astrophys. J.* **139**, 72 (1964).
31. *D. E. Ionov, Y. N. Pavlyuchenkov, and V. I. Shematovich*, arXiv:1803.04278 [astro-ph.EP] (2018).
32. *A. A. Samarskii and Y. P. Popov*, *Differential methods of solving problems of gas dynamics* (M.: Nauka, 1992).
33. *Y. N. Pavlyuchenkov, A. G. Zhilkin, E. I. Vorobyov, and A. M. Fateeva*, *Astron. Rep.* **59**, 133 (2015), arXiv:1502.04835 [astro-ph.GA].
34. *Y. N. Pavlyuchenkov*, *Emission of molecules and dust in prestellar and protostellar object* (Dissertation for the degree of Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Moscow, 2016).
35. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 5315 (2018), arXiv:1811.08146 [astro-ph.EP].
36. *R. O. P. Loyd, T. T. Koskinen, K. France, C. Schneider, and S. Redfield*, *Astrophys. J. Letters* **834**, id. L17 (2017), arXiv:1612.08962 [astro-ph.EP].
37. *V. I. Shematovich, D. E. Ionov, and H. Lammer*, *Astron. and Astrophys.* **571**, id. A94 (2014), arXiv:1409.0730 [astro-ph.EP].
38. *I. F. Shaikhislamov, L. Fossati, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. García Muñoz, A. Youngblood, N. K. Dwivedi, and M. S. Rumenskikh*, *Astron. and Astrophys.* **639**, id. A109 (2020), arXiv:2006.06959 [astro-ph.EP].

УДК 524.47

СВОЙСТВА ЗВЕЗДНЫХ НАСЕЛЕНИЙ ВОСЬМИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ С НИЗКОЙ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТЬЮ

© 2021 г. М. Е. Шарина^{1,*}, М. И. Маричева¹

¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

*E-mail: sme@sao.ru

Поступила в редакцию 30.11.2020 г.

После доработки 27.01.2021 г.

Принята к публикации 29.01.2021 г.

Представлены результаты анализа спектров суммарного излучения восьми шаровых скоплений Галактики с относительно низкой светимостью и звездной плотностью: Palomar 1, Palomar 2, Palomar 10, Palomar 13, Palomar 14, NGC 6426, NGC 6535 и NGC 6749. Измерены абсорбционные спектральные индексы в Ликской системе в их спектрах, а также спектрах ярких скоплений: NGC 7006, NGC 6229, NGC 6779, NGC 6205, NGC 6341 и NGC 2419. Определены возраст, металличность и приблизительное содержание элементов α -процесса для восьми объектов исследования. Материалом работы послужили архивные наблюдательные данные 1.93-м телескопа обсерватории Верхнего Прованса. Для семи из восьми объектов найдены галактические аналоги с близкими значениями Ликских индексов в пределах ошибок их определения. Совпадение значений Ликских индексов означает сходство возраста и химического состава. Имеющиеся литературные данные подтверждают наши выводы о сходстве свойств звездных населений скоплений. Оказалось, что объекты исследования, как правило, принадлежат тем же подсистемам Галактики, что и их аналоги, согласно литературным данным о пространственном положении и движении объектов. Не найдено шаровых скоплений с полным набором Ликских индексов, сходным с таковым у Palomar 1, что свидетельствует в пользу литературных выводов о его возможном внегалактическом происхождении. Наша фотометрия звезд на снимках из архива VLT и данные Gaia DR3 позволили оценить металличность, возраст, избыток цвета и расстояние для Palomar 10. Проанализированы данные Gaia DR3 для NGC 6426.

DOI: 10.31857/S0004629921060062

1. ВВЕДЕНИЕ

Детальное изучение свойств звездных населений шаровых скоплений важно для объяснения процессов формирования и химической эволюции этих объектов и для понимания процессов нуклеосинтеза и звездной эволюции в ранней Вселенной. Важно такое исследование и для понимания того, как возникли и формировались основные структурные компоненты нашей и других спиральных галактик: диск, гало, балдж. Массовая спектроскопия высокого разрешения слабых звезд в широком диапазоне длин волн остается сложной и трудоемкой задачей. Особую сложность представляет изучение слабых по яркости, далеких от нас объектов, а также скоплений, свет от которых значительно ослаблен поглощением пылью вблизи плоскости Галактики.

Данная работа посвящена исследованию спектров суммарного излучения восьми шаровых скоплений с низкой звездной плотностью, перечень и основные характеристики которых даны в верхней части табл. 1. Пять из восьми скоплений

под именем Palomar (далее: Pal) были открыты в работе [1]. В нижней части табл. 1 приведены характеристики семи ярких и компактных скоплений сравнения. Содержание столбцов следующее: (1) порядковый номер; (2) название; (3) прямое восхождение и склонение; (4) избыток цвета; (5) расстояние от Солнца D в кпк; (6) абсолютная визуальная звездная величина; (7) гелиоцентрическая лучевая скорость; (8) центральная поверхностная яркость, исправленная за поглощение света в Галактике; (9) радиус на половине светимости; (10) степень концентрации звезд к центру по закону Кинга $c = \log(r_i/r_c)$; (11) металличность $[\text{Fe}/\text{H}]^1$ в системе Зинн и Вест [3]; (12) $\text{HBR} = (B - R)/(B + V + R)$ – показатель относительно количества звезд в разных частях горизонталь-

¹ Содержание железа в солнечных единицах: $[\text{Fe}/\text{H}] = \log(N_{\text{Fe}}/N_{\text{H}}) - \log(N_{\text{Fe}}/N_{\text{H}})_{\odot}$, где $N_{\text{Fe}}/N_{\text{H}}$ – отношение концентраций железа и водорода по числу атомов или по массе. Массовые доли водорода X , гелия Y , и металлов Z для Солнца даны в статье [2]; $X + Y + Z = 1$.

Таблица 1. Основные свойства 8 скоплений исследования и 7 ярких объектов сравнения

<i>N</i>	Объект	$\alpha(2000)$ h m s	$\delta(2000)$ ° ' "	$E(B - V)$, mag	D , кпк	M_v , mag	V_h , км/с	μ_v , m/c^2	r_h , пк	c	[Fe/H], dex	HBR
(1)	(2)	(3)		(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
1	Pal 1	03 33 23.0	+79 34 50	0.15	10.9	-2.47	-83 ± 3.3	20.93	2.16	1.60	-0.60	-1.0
2	Pal 2	04 46 05.9	+31 22 51	1.24	27.6	-5.14	-133 ± 57	19.39	5.38	1.45	-1.30	
3	Pal 14	16 11 00.6	+14 57 28	0.04	76.5	-4.95^S	77 ± 2.2	25.25	46.1^S	0.75	-1.62	-1.0
4	NGC 6426	17 44 54.7	+03 10 13	0.36	20.6	-6.69	-162 ± 23	20.09	5.78	1.70	-2.15	0.6
5	NGC 6535	18 03 50.5	-00 17 52	0.34	6.8	-4.75	-215 ± 0.5	21.26	2.67	1.30	-1.79	1.0
6	NGC 6749	19 05 15.3	+01 54 03	1.50	7.9	-6.70	-62 ± 2.9	21.88	2.53	0.83	-1.60	1.0
7	Pal 10	19 18 02.1	+18 34 18	1.66	5.9	-5.79	-32 ± 0.4	22.03	1.70	0.58	-0.10	-1.0
8	Pal 13	23 06 44.4	+12 46 19	0.05	26.0	-2.80^B	24 ± 0.5	24.31	9.0^B	0.68	-1.88	-0.2
9	NGC 2419	07 38 08.5	+38 52 55	0.11	84.2	-9.58	-20 ± 0.8	19.83	21.38	1.40	-2.12	0.86
10	NGC 6205	16 41 41.5	+36 27 37	0.02	7.7	-8.70	-246 ± 0.3	16.80	3.49	1.51	-1.54	0.97
11	NGC 6229	16 46 58.9	+47 31 40	0.01	30.4	-8.05	-154 ± 7.6	16.99	3.19	1.61	-1.43	0.24
12	NGC 6341	17 17 07.3	+43 08 11	0.02	8.2	-8.20	-120 ± 0.1	15.58	2.60	1.81	-2.28	0.91
13	NGC 6779	19 16 35.5	+30 11 05	0.20	10.1	-7.38	-136 ± 0.8	18.06	3.01	1.37	-1.94	0.98
14	NGC 7006	21 01 29.5	+16 11 15	0.05	41.5	-7.68	-370 ± 1.4	18.50	4.59	1.42	-1.63	-0.28
15	NGC 7078	21 29 58.3	+12 10 01	0.10	10.3	-9.17	-107 ± 0.2	14.21	3.03	2.50	-2.26	0.67

ной ветви. Данные таблицы взяты в основном из каталога Харриса [4]. Для Pal 14 некоторые данные взяты из [5] (отмечено надстрочным индексом ^S); для Pal 14 – из [6] (индекс ^B). Как видно из таблицы, часть объектов исследования находятся на большом расстоянии от Солнца (Pal 1, Pal 2, Pal 14, NGC 6426, Pal 13), а другие расположены в зоне поглощения света пылью вблизи плоскости Галактики (Pal 2, NGC 6426, NGC 6535, NGC 6749, Pal 10). Для последних показатель поглощения $E(B - V) > 0.3^m$. Общее свойство исследуемых объектов – низкая центральная плотность звезд.

2. ХАРАКТЕРИСТИКА НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ И СПОСОБЫ ИХ ОБРАБОТКИ

Материалом для работы послужили архивные наблюдательные данные 1.93-м телескопа обсерватории Верхнего Прованса (ОНП). Наблюдения проводились с помощью спектрографа CARELEC [7]. Использовалась решетка 300 штр./мм со следующими характеристиками: разрешение $\sim 1.78 \text{ \AA}/\text{пиксель}$ и спектральный диапазон 3700–6800 \AA . Размеры длинной щели составляли ($5.5' \times 2''$). Экспозиции калибровочных ламп выполнялись в начале и конце каждой ночи для перевода наблюдаемых спектров в шкалу длин волн. Помимо шаровых скоплений, наблюдались спек-

трофотометрические стандарты для калибровки световых потоков в энергетические единицы и исправления распределения энергии в спектре в соответствии с кривой спектральной чувствительности. Наблюдались также звезды из списка Worthey [8] для перевода измерений абсорбционных индексов в спектрах скоплений в стандартную Ликскую систему [8–12] и контроля измерений лучевых скоростей шаровых скоплений. Журналы наблюдений шаровых скоплений и стандартных звезд представлены в табл. 2 и 3.

Способы ориентирования щели спектрографа при спектральных наблюдениях каждого скопления представлены на ftp сайте Специальной Астрофизической обсерватории (CAO)², согласно номерам позиций в табл. 2. Спектральные наблюдения проводились согласно заранее подготовленным центрам и позиционным углам щели спектрографа в соответствии с координатами звезд – предположительных членов скоплений. Звезды были предварительно отобраны по их звездным величинам и положению на CMD из источников, описанных ниже. По результатам наблюдений, для выбора звезд, входящих в спектры суммарного излучения для всех восьми исследуемых скоплений, кроме Pal 10, использовались следующие литературные сведения. Это данные хаббловской фотометрии Сараджеддини

² ftp://ftp.sao.ru/pub/sme/LickIndONP/PosSlit/

Таблица 2. Журнал спектральных наблюдений шаровых скоплений со спектрографом CARELEC

Объект	Дата	t_{exp} , с	Позиция щели	FWHM, "
Pal 1 $S/N \sim 60$	01.12.08	2×1200	1	3.5
		3×1200	2	3.5
	02.12.08	2×1200	1	3.5
		4×1200	3	3.5
Pal 2 $S/N \sim 70$	01.12.08	3×1200	1	3.5
		3×1200	2	3.5
	02.12.08	4×1200	3	3.5
	03.12.08	2×1800	2	3.5
	2×1800	2 (shift)	3.5	
Pal 14 $S/N \sim 40$	07.07.10	5×1200	4	2.5
	08.07.10	4×1200	5	2.5
	10.07.10	1200	4	2.5
	11.07.10	1200	4 (f1)	2.5
	11.07.10	2×1200	4 (f2)	2.5
	11.07.10	1200	2 (f1)	2.5
NGC 6426 $S/N \sim 60$	10.07.10	2×1200	2	3.5
		600	4	3.5
NGC 6535 $S/N \sim 100$	12.07.10	3×1200	0	3.5
				3.5
NGC 6749 $S/N \sim 65$	11.07.10	1200	1	3
	12.07.10	1200	1	3
	12.07.10	1200	6	3
Pal 10 $S/N \sim 45$	07.07.10	3×1200	1	3
	07.07.10	2×1200	3	2.5
	08.07.10	2×1200	3	2.5
	10.07.10	2×1200	5	3.5
	11.07.10	2×1200	4	3.5
	1800, 1200	4 (shift)	3.5	
Pal 13 $S/N \sim 45$	01.12.08	2×900	1	3.5
		1800	1	3.5
		3×1200	2	3.5
	02.12.08	2×1200	1	3.5
	4×1200	3	3.5	

Примечание. В столбцах таблицы указаны: (1) — имя объекта и отношение сигнала к шуму на пиксель в полученном суммарном спектре на длине волны 5000 \AA , (2) — дата наблюдений в формате день—месяц—год, (3) — экспозиция, (4) — номер позиции щели и (5) — качество звездных изображений.

и др. [13] в фильтрах V и I широкополосной системы Джонсона—Казинса для Pal 1, Pal 2, NGC 6535, фотометрии Хилкер [14] для Pal 14 в фильтрах B и V той же системы, Бадфорд и др.

Таблица 3. Журнал спектральных наблюдений Ликских стандартов со спектрографом CARELEC

Объект	$\alpha(2000)$ h m s	$\delta(2000)$ ° ' "	Дата	t_{exp} , с	FWHM "
HR 5933	15 56 27.2	+15 39 42	07.07.10	2	3.5
			08.07.10	2	3.5
			10.07.10	4	2.5
			12.07.10	10	3.5
HR 6775	18 07 01.5	+30 33 44	08.07.10	5	3.5
			09.07.10	4	3
			11.07.10	4	3
HR 7030	18 41 41.3	+31 37 03	08.07.10	7	3.5
			10.07.10	2	2.5
HR 7914	20 40 45.1	+19 56 08	08.07.10	5	3.5
HR 7977	20 48 56.3	+46 06 51	08.07.10	3	3.5
HR 8020	20 55 49.8	+47 25 04	07.07.10	2	3.5
			08.07.10	3	3.5
HR 8354	21 52 29.9	+28 47 37	07.07.10	2	3.5
HR 8795	23 07 00.3	+09 24 34	08.07.10	2	3.5
HR 8969	23 39 57.0	+05 37 35	08.07.10	2	3.5

Примечание. В столбцах таблицы указаны: название объекта, его координаты, дата наблюдений в формате день—месяц—год, экспозиция и качество звездных изображений (средняя ширина на половине интенсивности профилей звездных изображений).

[6] для Pal 13 в фильтрах g и r фотометрической системы Канадо—Франко—Гавайского телескопа (CFHT), а также звездные величины из 2MASS (Two Micron All-Sky Survey)³ в широкополосных инфракрасных фильтрах, центрированных на длины волн 1.25 мкм (J), 1.65 мкм (H) и 2.15 мкм (K_s). Для Pal 10 мы выполнили фотометрию звезд с использованием прямых снимков из архива VLT (Very Large Telescope), полученных 18 марта 2006 г. (программа 077.D-0775) в фильтрах V и I широкополосной системы Джонсона—Казинса с ПЗС-камерой инструмента FORS2.

Процесс обработки спектральных наблюдений был аналогичен описанному, например, в статье [15]. Редукция длиннощелевых спектров выполнена с помощью пакетов программ MIDAS [16] и IRAF [17]. Дисперсионное соотношение обеспечивало среднюю точность калибровки длин волн порядка 0.16 \AA . Вычитание эмиссионных линий неба выполнено с помощью процедуры IRAF *background*. Одномерные спектры экстремированы с помощью процедуры IRAF *apsum*. Полученные двумерные спектры в разных поло-

³ <https://www.ipac.caltech.edu/2mass/>

Таблица 4. Характеристика прямых снимков Pal 10, полученных на VLT в фильтрах V и I , и константы перевода из инструментальной в стандартную фотометрическую систему

Chip	Координаты (2000)	t_{exp} , с	FWHM	Airmass	Zpt	Col. term	k_{ext}	Ap.cor.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
1	$\alpha = 19^{\text{h}}18^{\text{m}}02.1^{\text{s}}$ $\delta = +18^{\circ}35'58.4''$	Фильтр V						
		30	1.00	2.13	28.075 ± 0.013	0.024 ± 0.003	0.122 ± 0.006	2.46 ± 0.01
		0.3	0.75	2.16	28.075 ± 0.013	0.024 ± 0.003	0.122 ± 0.006	2.69 ± 0.03
		Фильтр I						
		30	0.88	2.10	27.678 ± 0.024	0.029 ± 0.006	0.044 ± 0.014	2.26 ± 0.01
		0.3	1.00	2.11	27.678 ± 0.024	0.029 ± 0.006	0.044 ± 0.014	2.03 ± 0.01
2	$\alpha = 19^{\text{h}}18^{\text{m}}02.1^{\text{s}}$ $\delta = +18^{\circ}31'36.6''$	Фильтр V						
		30	0.98	2.13	28.074 ± 0.016	0.110 ± 0.007	0.0143 ± 0.004	2.45 ± 0.03
		0.3	0.97	2.16	28.074 ± 0.016	0.110 ± 0.007	0.0143 ± 0.004	2.62 ± 0.02
		Фильтр I						
		30	0.95	2.10	27.683 ± 0.032	0.064 ± 0.020	0.027 ± 0.007	2.28 ± 0.01
		0.3	0.85	2.11	27.683 ± 0.032	0.064 ± 0.020	0.027 ± 0.007	2.08 ± 0.01

Примечание. Описание столбцов дано в разделе 3.1.

жениях щели для 8 скоплений исследования представлены на ftp сайте САО⁴.

3. МЕТОДЫ АНАЛИЗА НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

3.1. Фотометрические данные

Параметры использованных снимков Pal 10 даны в табл. 4: (столбец 2) прямое восхождение и склонение центров для двух чипов ПЗС-снимков; (3) время экспозиции в секундах для снимков в фильтрах; (4) средняя ширина на половине интенсивности профилей звездных изображений в угловых секундах; (5) значение воздушной массы при наблюдениях; (6) нульпункт и (7) цветовой множитель перевода из инструментальной в стандартную фотометрическую систему с сайта ESO⁵; (8) коэффициенты экстинкции в соответствующих фильтрах; (9) определенные нами апертурные поправки. Звездная PSF-фотометрия (point spread function) была выполнена в среде MIDAS с использованием пакета программ DAOPHOT II/ALLSTAR [18]. В результате были отобраны звезды, удовлетворяющие следующим критериям по параметрам, характеризующим отклонение реального профиля звездного изображения от модельного: $\chi < 2$ и $0.2 < \text{sharpness} < 1$. Перевод наблюдаемых звездных величин с стандартную систему Джонсона–Казинса осуществлялся по формуле: $V_{\text{st}} = V_{\text{instr}} + (V_{\text{instr}} - I_{\text{instr}}) \times \text{Col.term} + \text{Zpt} - \text{Ap.cor.} +$

$+ k_{\text{ext}} \times \text{Airmass} - 2.5 \log(t_{\text{exp}})$, где V_{st} , V_{instr} , I_{instr} – звездные величины в соответствующих фильтрах в стандартной и инструментальной системах; остальные величины – из табл. 4.

3.2. Спектральные данные

Для более качественного отбора звезд и групп звезд, входящих в скопления, по спектрам с умеренным разрешением мы определяли лучевые скорости и приблизительные параметры: эффективные температуры T_{eff} , ускорения силы тяжести на поверхности звезд $\log(g)$ и металличности $[\text{Fe}/\text{H}]$ с помощью программы ULySS⁶ [19, 20] и спектральной звездной библиотеки ELODIE⁷ [21, 22]). Эта библиотека содержит звезды с параметрами атмосфер в диапазоне: $T_{\text{eff}} = 3100\text{--}50\,000$ К, $\log g = -0.25\text{--}4.9$, и $[\text{Fe}/\text{H}] = -3\text{--}1$ dex. Программа ULySS выполняет нелинейную минимизацию разницы между модельным и наблюдаемым спектрами по методу наименьших квадратов, а также нормализацию спектра с учетом уровня псевдоконтинуума и учет функции рассеяния линии спектрографа. Мультипликативные и аддитивные полиномы применяются к наблюдаемому спектру, чтобы привести его в соответствие с модельным спектром. Из анализа же результатов фотометрии звезд, входящих в скопления, в разных фотометрических фильтрах в оптической и

⁴ ftp://ftp.sao.ru/pub/sme/LickIndOHP/Num/

⁵ http://www.eso.org/observing/dfo/quality/FORS2/qc/photcoeff/photcoeffs_fors2.html

⁶ http://ulyss.univ-lyon1.fr

⁷ http://atlas.obs-hp.fr/elodie/; http://ulyss.univ-lyon1.fr/mod-els.html

инфракрасной областях длин волн, определялись T_{eff} с помощью калибровочных соотношений из [23, 24]. Данные об атмосферных параметрах отдельных звезд и групп звезд в скоплениях содержатся на ftp сайте CAO⁸.

С помощью полученных спектров суммарного излучения определялись возраст и металличность скоплений путем сравнения измеренных абсорбционных индексов в Ликской системе⁹ [8–12] с соответствующими модельными индексами [25, 26], а также попиксельного сравнения наблюдаемых спектров с модельными и спектрами суммарного излучения ярких галактических шаровых скоплений. Последняя задача решалась с помощью программы ULYSS [19, 20] с набором модельных спектров PEGASE.HR [27] с библиотекой звездных спектров ELODIE [21, 22], а также с набором модельных спектров из работы [28], использующей библиотеку звездных спектров Miles [29]. Рисунки сравнения наблюдаемых и модельных спектров даны на ftp сайте CAO¹⁰. Для NGC 6535, интегральный спектр которого получился с высоким отношением сигнал/шум, $S/N \sim 100$ на пиксель на длине волны $\lambda \sim 5000 \text{ \AA}$, для анализа спектра применялся подход Шариной и др. (см. [30] и ссылки в этой статье), кратко изложенный в разделе 3.2.2.

3.2.1. Измерение абсорбционных спектральных индексов в Ликской системе. Система Ликских абсорбционных индексов применяется для разделения влияния эффектов возраста и металличности на спектры суммарного излучения старых звездных скоплений (возраст порядка и более миллиарда лет). Индексы являются аналогами эквивалентных ширин:

$$EW = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{F_{\lambda}}{F_{C\lambda}} \right) d\lambda, \quad (1)$$

где $F_{\lambda} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_{\lambda} d\lambda / (\lambda_1 - \lambda_2)$ – средний поток на единицу длины волны в диапазоне длин волн, отведенном для измерения индекса, а $F_{C\lambda}$ – уровень локального континуума, т.е. среднее между средними потоками на единицу длины волны, измеренными в строго фиксированных областях длин волн слева и справа от данного индекса (голубой и красный уровни континуума). Всего индексов 25¹¹ [8, 11]. Индексы, центрированные на молекулярные линии CN₁, CN₂, Mg₁, Mg₂, TiO₁ и TiO₂, измеряются в звездных величинах и вычисляются следующим образом:

⁸ ftp://ftp.sao.ru/pub/sme/LickIndOHP/AtmPar/

⁹ http://astro.wsu.edu/worthey/html/system.html

¹⁰ ftp://ftp.sao.ru/pub/sme/LickIndOHP/SpComp/

¹¹ http://astro.wsu.edu/worthey/html/index.table.html

$$Mag = -2.5 \log \left[\left(\frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \right) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{F_{\lambda}}{F_{C\lambda}} d\lambda \right],$$

где буквенные обозначения идентичны использованным в формуле (1).

3.2.2. Популяционный синтез спектров суммарного излучения скоплений. В случае, если отношение сигнал/шум в спектре суммарного излучения скопления порядка, или больше сотни, то сравниваются нормированные на континуум спектры суммарного излучения скоплений и синтетические спектры, полученные методом популяционного синтеза с применением плоскопараллельных гидростатических моделей атмосфер [31]. Параметры атмосфер задаются изохронами звездной эволюции. Количество звезд в каждой стадии рассчитывается с заданной функцией масс звезд. Метод детально изложен в статье Шариной и др. [30], где продемонстрировано сравнение полученных для 40 шаровых скоплений Галактики содержаний элементов Fe, C, O, Na, Mg, Ca, Ti, Sr и Mn, удельного содержания гелия (Y) и возраста с литературными данными. Согласно результатам сравнения, точность применения метода следующая. Возраст и Y оцениваются с точностью примерно соответствующей половине шага используемых моделей звездной эволюции по этим параметрам. Ошибки измерения содержаний: $\sigma[\text{C}/\text{Fe}] \sim 0.15 \text{ dex}$, $\sigma[\text{O}/\text{Fe}] \sim 0.35 \text{ dex}$, $\sigma[\text{Na}/\text{Fe}] \sim 0.2 \text{ dex}$, $\sigma[\text{Mg}/\text{Fe}] \sim 0.15 \text{ dex}$, $\sigma[\text{Ca}/\text{Fe}] \sim 0.1 \text{ dex}$, $\sigma[\text{Ti}/\text{Fe}] \sim 0.2 \text{ dex}$, $\sigma[\text{Cr}/\text{Fe}] \sim 0.2 \text{ dex}$, $\sigma[\text{Mn}/\text{Fe}] \sim 0.2 \text{ dex}$, $\sigma[\text{Ba}/\text{Fe}] \sim 0.3 \text{ dex}$, $\sigma[\text{Sr}/\text{Fe}] \sim 0.3 \text{ dex}$ и $\sigma[\text{Fe}/\text{H}] \sim 0.1 \text{ dex}$. Имеется систематический сдвиг между нашими и литературными оценками $\delta[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.2 \text{ dex}$. Причины сдвига и случайных ошибок обсуждаются в статье [30].

3.2.3. Влияние функции масс звезд в скоплении и химсостава на измеренные в спектре суммарного излучения Ликские индексы. В использованных моделях звездных населений [25, 26] абсорбционные спектральные индексы в Ликской системе вычисляются для заданных фиксированных значений возраста, металличности и богатства α -элементами с функцией масс звезд [32] (показатель степени $\alpha = -2.35$). Томас и др. [25, 26] используют полную металличность $[Z/\text{H}]$, связанную с содержанием железа $[\text{Fe}/\text{H}]$ и содержанием элементов α -процесса $[\alpha/\text{Fe}]$, формулой: $[Z/\text{H}] = [\text{Fe}/\text{H}] + 0.94[\alpha/\text{Fe}]$ (см. раздел 2.2.2 в статье [25] и ссылки в этом разделе). Содержания α -элементов в моделях [25, 26] используются следующие: $[\alpha/\text{Fe}] = 0.0, 0.3$ и 0.5 dex .

Мы решили проверить, как влияет значение показателя степени функции масс звезд и химический состав на результаты определения Ликских индексов. Посчитав среднее современных наклонов функций масс для шаровых скоплений

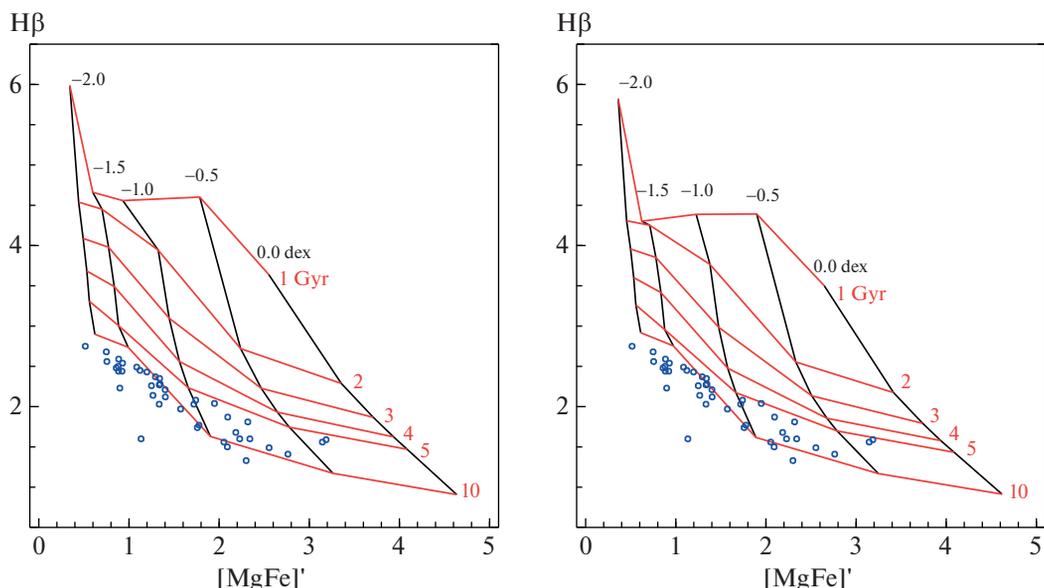


Рис. 1. Диагностические диаграммы “возраст–металличность” для Ликских индексов, измеренных в синтетических спектрах, рассчитанных методом [30] с использованием степенной функции масс звезд с показателями степени $\alpha = -2.35$ [32] (слева) и -0.83 (справа). Черным показаны линии одинаковой металличности, красным – одинакового возраста. Приведены индексы скоплений Галактики из [36].

Галактики из статьи [33], получили показатель степени $\alpha = -0.83$. Мы вычислили синтетические спектры суммарного излучения скоплений методом [30] с изохронами [34] и возрастом, металличностью и химсоставом, типичными для шаровых скоплений Галактики с $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.6$ dex [35] ($[\alpha/\text{Fe}] \sim 0.35$ dex). Второй вид химсостава был выбран как у скопления NGC 2808 (см. [30] и ссылки в ней), $[\alpha/\text{Fe}] \sim 0.1$ dex. Характерные особенности этого химсостава – пониженные содержания C, O, Mg, Ca и Ti и повышенное содержание Na. Результат сравнения Ликских индексов, измеренных в полученных синтетических спектрах, рассчитанных для функций масс звезд с показателями степени -2.35 (слева) и -0.83 (справа) и первым химсоставом, показан на рис. 1. Открытыми кружками на рисунке обозначены индексы для 41 шарового скопления Галактики из [36]. Линиями соединены модельные значения индексов с последовательно меняющимися возрастом и металличностью. Диаграммы на рис. 1 называют диагностическими “возраст–металличность”. Они показывают индекс $H\beta$, значение которого в основном определяется возрастом, в зависимости от индекса $[\text{MgFe}]' = \sqrt{\text{Mgb} \cdot (0.72\text{Fe}5270 + 0.28\text{Fe}5335)}$, рассчитанного с использованием индексов, чувствительных к изменению содержаний Fe и Mg. На рис. 1 видно, что значения модельных индексов мало меняются с изменением функции светимости для низких металличностей и старых возрастов, типичных для шаровых скоплений Галакти-

ки. Результаты измерения других Ликских индексов в синтетических спектрах, рассчитанных с двумя функциями масс звезд, представлены на сайте SAO¹². На этом же сайте представлены результаты измерения Ликских индексов в синтетических спектрах, рассчитанных со вторым химсоставом, характерным для NGC 2808. Изменения индексов, измеренных в рассчитанных нами синтетических спектрах, с изменением химсостава близки к таковым в моделях [25, 26].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Звездная PSF-фотометрия Pal 10

До нашей работы фотометрии с использованием данных снимков (табл. 4, раздел 3.1) в литературе представлено не было. Результаты фотометрии с указанием звезд, попавших в щель спектрографа, и изохронами [37], описывающими распределение звезд скопления на диаграмме “цвет–звездная величина” (CMD), показаны на рис. 2. Для приведения в соответствие теоретических изохрон наблюдаемой CMD Pal 10 выбраны следующие избыток цвета и расстояние до объекта: $E(B - V) = 1.4^m$, $D = 7.4$ кпк. Цветными кружками на рис. 2 показаны звезды, попавшие в щель в одной из 4 позиций спектрографа. Положение на CMD остальных звезд еще в 3 позициях щели спектрографа, вошедших и не вошедших в спектр

¹²<ftp://ftp.sao.ru/pub/sme/LickIndONP/LickIMF/>

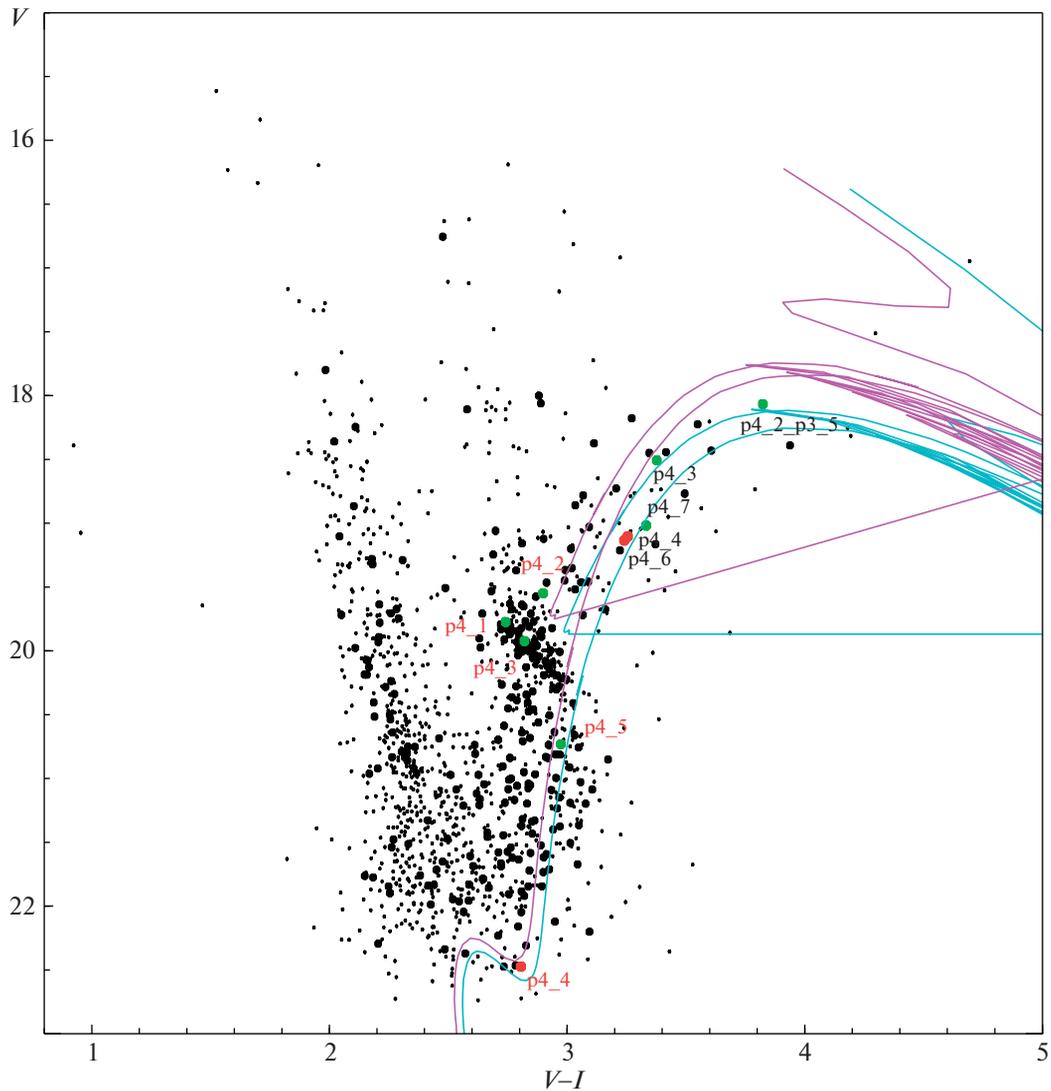


Рис. 2. Диаграмма “цвет–звездная величина”, полученная для Pal 10 (разделы 3.1, 4.1). Звезды в пределах радиуса $1'$ от центра скопления показаны большими кружками. Цветными кружками отмечены звезды, попавшие в щель в одной из 4 позиций спектрографа. Красными кружками показаны звезды из их числа, не вошедшие в интегральный спектр.

Розовой и голубой линиями показаны изохроны [37] $Z = 0.01$, $T = 6 \times 10^9$ лет и $Z = 0.016$, $T = 6 \times 10^9$ лет соответственно.

суммарного излучения Pal 10, показано на рисунках на ftp сайте SAO¹³. На рис. 2 видно большое число фоновых звезд. Это звезды Главной последовательности (ГП) галактического поля ярче точки поворота ГП Pal 10, красные и голубые гиганты поля, а также звезды Галактики, проецирующиеся на эволюционные ветви скопления. Стоит также отметить, что CMD Pal 10 испытывает большое дифференциальное покраснение, что было замечено впервые в статье Кайслер и др. [38], единственного, помимо нашего, исследования CMD скопления на сегодняшний день. Крас-

ная горизонтальная ветвь (ГВ) скопления вытягивается в полосу, параллельную вектору покраснения. Кайслер и др. [38] были определены следующие параметры на основе изображений, полученных с ПЗС-детектором в прямом фокусе CFHT: $E(B - V) = 1.66^m$, $D = 5.9$ кпк, $[Fe/H] = -0.1$ dex. Необходимо отметить, что наша CMD Pal 10 более полна яркими звездами, красными гигантами ярче $V \sim 19^m$, по сравнению с CMD в [38]. Ни нам, ни Кайслер и др. не удалось достичь фотометрической глубины точки поворота ГП.

Фотометрической глубины точки поворота ГП не достигает и CMD (рис. 3, слева), построенная

¹³<ftp://ftp.sao.ru/pub/sme/LickIndOHP/CMDpos>

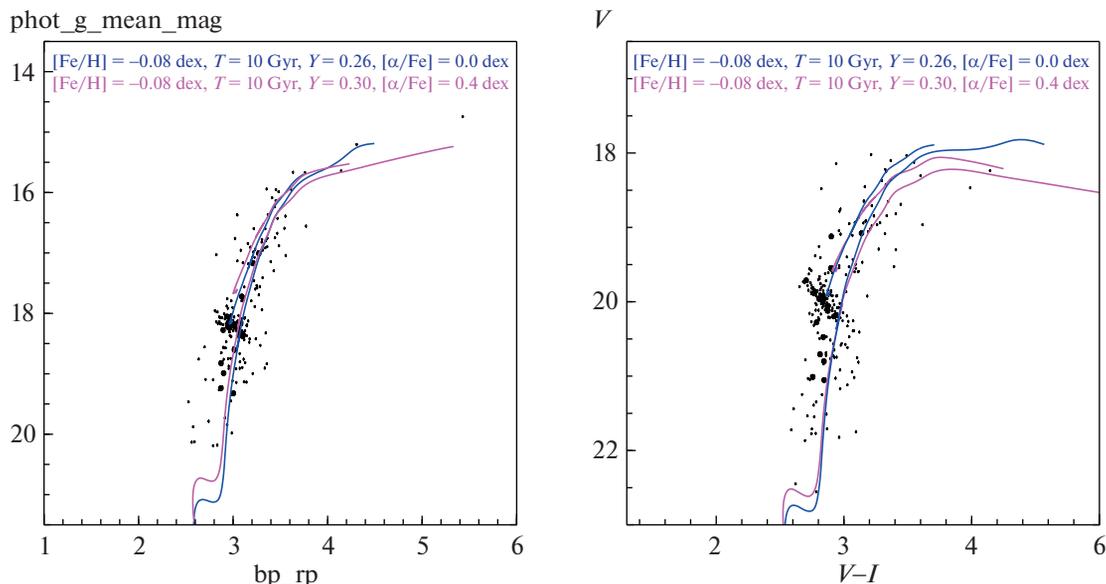


Рис. 3. Диаграммы “цвет–звездная величина” для Pal 10, по результатам фотометрии Gaia DR3 (слева) и нашей (см. рис. 2) с селекцией по собственным движениям согласно [41] и исправленные за дифференциальное покраснение (см. раздел 4.1). Звезды в центральной 20” зоне объекта показаны большими черными кружками. Нанесены изохроны из [42] с параметрами, отмеченными на рисунке.

нами по данным третьего релиза миссии Gaia (см. [39, 40] и ссылки в этих статьях) с отбором по собственным движениям, сделанным по предписаниям в [41]: $-4.55 < \text{pmra} < -4.18$, $-7.55 < \text{pmdec} < -6.98$ mas/yr. Положение звезд на CMD скорректировано за дифференциальное покраснение света методом Кайслер и др. [38]. Результаты нашей фотометрии на снимках с VLT также были селективированы по собственным движениям путем отождествления звезд по координатам с данными Gaia DR3 и скорректированы за дифференциальное покраснение света. Очищенная таким способом от фоновых звезд CMD показана на рис. 3 справа.

На рис. 3 показаны также 2 изохроны¹⁴ из Хидалго и др. [42]. Для приведения в соответствие теоретических изохрон и наблюдательных данных выбраны следующие избыток цвета и расстояние до объекта (см. рис. 3): $E(B - V) = 1.42^m$ и $D = 5.5$ кпк (Gaia DR3, $[\alpha/\text{Fe}] = 0.0$ dex); $E(B - V) = 1.38^m$ и $D = 4.5$ кпк (Gaia DR3, $[\alpha/\text{Fe}] = 0.4$ dex); $E(B - V) = 1.35^m$ и $D = 8$ кпк (VLT, $[\alpha/\text{Fe}] = 0.0$ dex); $E(B - V) = 1.31^m$ и $D = 7$ кпк (VLT, $[\alpha/\text{Fe}] = 0.4$ dex). Так как не удалось достичь точки поворота ГП, трудно оценить $[\alpha/\text{Fe}]$. По этим данным, $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.1 \pm 0.3$ dex (точность с учетом неопределенности $[\alpha/\text{Fe}]$), возраст 9 ± 3 млрд. лет и расстояние до Pal 10 составляет 6 ± 2 кпк, что согласуется с результа-

тами [38]. Значение избытка цвета получается $E(B - V) = 1.37 \pm 0.06^m$, что на 0.3^m меньше, чем у Кайслер и др. [38]. На рис. 4 представлена CMD по данным Gaia DR3 [40] для NGC 6426 с селекцией по собственным движениям согласно [41]: $-2.054 < \text{pmra} < -1.67$, $-3.186 < \text{pmdec} < -2.802$ mas/yr. Подобранные параметры изохроны [42] даны на рис. 4 и соответствуют $D = 20$ кпк и $E(B - V) = 0.405^m$, что находится в хорошем согласии с таковыми в литературе (см. табл. 1).

4.2. Результаты определения возраста, $[\text{Fe}/\text{H}]$ и $[\alpha/\text{Fe}]$ и сравнение с литературными данными

Ликская система создана на основе индексов, измеренных в спектрах звезд, так называемых Ликских стандартов¹⁵ [8]. Для приведения результатов измерения абсорбционных индексов в стандартную Ликскую систему мы наблюдали некоторые из этих объектов (табл. 3) и строили зависимости между инструментальными и стандартными индексами. Коэффициенты таких зависимостей для наблюдений 2010 г. представлены в табл. 5. Графики построенных зависимостей в сравнении с таковыми, построенными для наблюдений 2008 г. (см. табл. 4 в статье [43]), даны на ftp сайте CAO¹⁶. В целом зависимости получились близкие для диапазонов значений индексов,

¹⁴<http://basti-iac.oe-abruzzo.inaf.it/isocs.html>

¹⁵<http://astro.wsu.edu/ftp/WO97/export.dat>

¹⁶<ftp://ftp.sao.ru/pub/sme/LickIndONP/LickCalibr/>

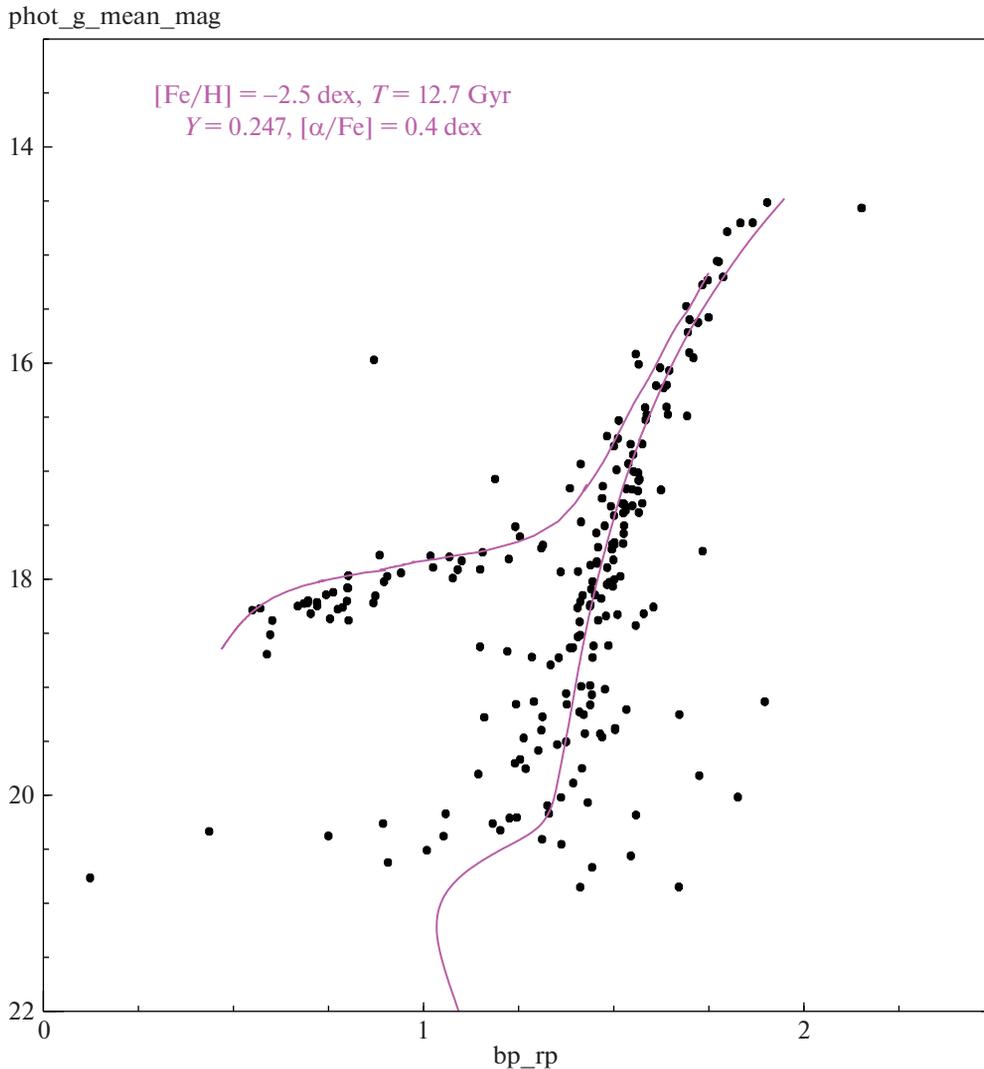


Рис. 4. Диаграмма “цвет–звездная величина” для NGC 6426 по данным Gaia DR3 с селекцией по собственным движениям согласно [41]. Нанесена изохрона из [42] с параметрами, отмеченными на рисунке.

типичных для 8 исследуемых скоплений (табл. 6 и 7). Главная причина различий в калибровочных зависимостях, построенных для наблюдений в разные годы, состоит в том, что диапазоны значений индексов стандартных звезд были разными.

В частности, наблюдения 2008 г. не включали достаточное число высокометаллических звезд с широкими водородными линиями. Для анализа спектра Pal 3 [43] диапазона измеренных индексов стандартов 2008 г. было достаточно, так как индексы скопления попадают в этот диапазон. Для скоплений нашей выборки мы используем калибровочные соотношения настоящей работы (табл. 5), построенные с использованием более полного списка стандартных звезд.

В табл. 6 и 7 приведены результаты измерения Ликских индексов в спектрах интегрального излучения звезд в центральных областях скоплений исследования, переведенные в стандартную си-

стему. Ошибки индексов складываются из ошибок их измерения и ошибок перевода измерений в стандартную Ликскую систему (табл. 5). Таблицы поделены на отдельные секции. Под индексами каждого из исследуемых скоплений с низкой поверхностной яркостью приведены индексы найденных в данном исследовании их аналогов — ярких скоплений Галактики.

Графики, представленные на рис. 5, 6 и 7, показывают сравнение Ликских индексов для шаровых скоплений с моделями [25, 26] и значениями индексов для ярких шаровых скоплений Галактики. Модели простых звездных населений [25, 26] содержат значения Ликских индексов, рассчитанные для разного возраста, металличности и $[\alpha/\text{Fe}]$.

Диагностические диаграммы “возраст–металличность” показаны на рис. 5 и 6 (верхняя левая панель). Вдоль вертикальной оси на них отложе-

Таблица 5. Нульпункты перевода из инструментальной в стандартную систему Ликских индексов (см. раздел 3.2.1): $I_{Lick} = aI_{measured} + b$

Индекс	a	b	Диапазон	Единицы
H $_{\delta_A}$	1.04 ± 0.04	-0.13 ± 0.22	[-5, 9]	Å
H $_{\delta_F}$	1.00 ± 0.05	-0.05 ± 0.20	[-1, 7.8]	Å
H $_{\gamma_A}$	1.02 ± 0.02	0.33 ± 0.12	[-10, 10]	Å
H $_{\gamma_F}$	0.97 ± 0.02	0.32 ± 0.08	[-4, 7.8]	Å
CN $_1$	1.22 ± 0.08	0.015 ± 0.009	[-0.2, 0.13]	mag
CN $_2$	1.20 ± 0.07	0.028 ± 0.006	[-0.1, 0.17]	mag
Ca 4227	1.03 ± 0.03	-0.21 ± 0.04	[0, 5.2]	Å
G 4300	1.06 ± 0.07	-0.39 ± 0.21	[-2, 5.8]	Å
Fe 4384	1.10 ± 0.10	-0.18 ± 0.31	[-1, 9.3]	Å
Ca 4455	1.40 ± 0.12	0.24 ± 0.09	[0, 2.3]	Å
Fe 4531	1.24 ± 0.08	-0.40 ± 0.18	[0, 5.4]	Å
Fe 4668	1.07 ± 0.08	-0.22 ± 0.23	[-1, 10]	Å
H $_{\beta}$	1.04 ± 0.03	0.06 ± 0.12	[0.7, 7.2]	Å
Fe 5015	1.03 ± 0.07	-0.05 ± 0.25	[0, 8.5]	Å
Mg $_1$	1.10 ± 0.03	0.002 ± 0.002	[0.0, 0.23]	mag
Mg $_2$	1.06 ± 0.02	0.009 ± 0.002	[0.03, 0.43]	mag
Mgb	1.09 ± 0.03	-0.31 ± 0.06	[0, 4.8]	Å
Fe 5270	1.09 ± 0.10	-0.14 ± 0.15	[1, 4.5]	Å
Fe 5335	1.07 ± 0.07	-0.22 ± 0.12	[0, 4.5]	Å
Fe 5406	1.03 ± 0.11	-0.14 ± 0.12	[0, 3.3]	Å
Fe 5709	0.88 ± 0.14	0.04 ± 0.07	[-0.1, 0.5]	Å
Fe 5782	0.87 ± 0.14	-0.02 ± 0.08	[0.1, 1.6]	Å
Na 5895	0.96 ± 0.05	-0.49 ± 0.12	[0.8, 6.4]	Å
TiO $_1$	0.96 ± 0.05	-0.019 ± 0.003	[0.02, 6.4]	mag
TiO $_2$	1.03 ± 0.03	-0.009 ± 0.003	[-0.05, 0.1]	mag

Примечание. В столбцах 4 и 5 указаны примерные диапазоны значений измеренных индексов стандартных звезд, по которым выполнялась калибровка, и даны единицы измерения индексов.

ны индексы водородных линий в Ликской системе (см. раздел 3.2.1), изменение значений которых зависит от изменения возраста. Вдоль горизонтальной оси отложены значения $[MgFe]'$, рассчитанные с использованием Ликских индексов, чувствительных к изменению содержания Fe и Mg. На диагностических диаграммах “металличность–содержание α -элементов” (остальные панели рис. 6) вдоль одной из осей отложены индексы, чувствительные к содержанию железа ($[MgFe]'$ или $\langle Fe \rangle = (Fe5270 + Fe5335)/2$). Вдоль другой оси приведены индексы, центрированные на линии α -элементов: Ca 4227, Mgb и Mg $_2$. Диагностические диаграммы “металличность–содержание элементов C и N” (рис. 7) показывают индекс $[MgFe]'$ в зависимости от индексов, центрированных на молекулярные полосы CN, CH и C $_2$ соответственно: CN $_1$, CN $_2$, G4300 и Fe4668 = C $_2$ 4668. Рассмотрение диагностических диаграмм с разными

индексами позволяет более точно оценить возраст, металличность и $[\alpha/Fe]$ объектов и определить степень искажения результатов ошибками измерения индексов.

Полученные в данной работе возраст, металличность и $[\alpha/Fe]$ скоплений приведены в табл. 8. Здесь также суммированы сведения из литературы для восьми объектов исследования и скопленный сравнения. Столбцы таблицы содержат следующие данные: (1) имя скопления; (2) структурная составляющая Галактики (диск – D, балдж – B, гало – H, старое гало – OH, внутреннее гало – IH, толстый диск – TD, звездные потоки, например, Gaia-Enceladus – G-E, неассоциированная группа скоплений – H-E [49]), которой оно, вероятно, принадлежит по литературным данным (C [44], B [45], PV [46], B20 [47], BB20 [48], M19 [49], M-19 [50]); (3) возраст в млрд. лет; (4) отношение индексов H $_{\delta_F}$ /H $_{\beta}$, являющееся, согласно [51], ин-

Таблица 6. Ликские индексы ($\lambda \leq 4900 \text{ \AA}$), измеренные в спектрах суммарного излучения звезд в центральных областях скоплений и переведенные стандартную Ликскую систему

Объект	H δ A Å	H δ F Å	H γ A Å	H γ F Å	CN1 mag	CN2 mag	Ca4227 Å	G4300 Å	Fe4383 Å	Ca4455 Å	Fe4531 Å	Fe4668 Å	H β Å
Pal 10 (7)	-2.78	0.46	-6.54	-3.45	0.231	0.023	1.20	2.43	3.25	1.65	0.74	—	1.12
	± 1.09	± 0.9	± 0.81	± 0.78	± 0.06	± 0.051	± 0.49	± 0.82	± 0.86	± 0.66	± 0.82	—	± 0.45
NGC 6528 ^S	-1.36	0.37	-5.75	-1.27	0.059	0.088	0.88	4.81	4.58	1.16	—	4.41	1.59
Pal 1 (1)	-1.31	0.20	-2.49	-0.02	-0.013	-0.020	-0.40	4.65	3.17	1.65	1.97	2.59	2.17
	± 0.83	± 0.73	± 0.76	± 0.74	± 0.022	± 0.025	± 0.29	± 0.34	± 0.57	± 0.47	± 0.55	± 0.55	± 0.36
NGC 6304 ^S	-0.91	0.34	-5.08	-1.05	0.037	0.063	0.70	4.84	3.38	0.83	—	2.35	1.49
NGC 6624 ^S	-0.33	0.71	-4.11	-0.50	0.017	0.043	0.55	4.54	2.89	0.75	—	1.77	1.68
Pal 2 (2)	1.85	1.95	-0.47	1.55	-0.089	-0.101	0.59	2.92	1.71	0.67	2.84	0.65	1.97
	± 1.05	± 1.03	± 1.11	± 1.12	± 0.029	± 0.027	± 0.43	± 0.63	± 0.84	± 0.58	± 0.81	± 0.70	± 0.42
NGC 7006	1.66	1.63	-0.31	1.45	-0.038	0.010	0.21	2.58	1.21	0.45	1.92	0.92	1.99
	± 0.43	± 0.44	± 0.36	± 0.39	± 0.011	± 0.015	± 0.29	± 0.35	± 0.28	± 0.33	± 0.37	± 0.29	± 0.25
Pal 14 (3)	2.84	2.26	1.86	1.75	-0.035	0.014	0.31	2.72	0.03	0.18	2.48	0.21	2.45
	± 1.28	± 1.39	± 1.21	± 1.18	± 0.025	± 0.022	± 0.35	± 0.78	± 0.87	± 0.64	± 0.85	± 0.81	± 0.41
NGC 6229	2.44	2.37	0.78	1.84	-0.046	0.013	0.44	2.42	1.23	0.66	1.68	0.99	2.37
	± 0.46	± 0.43	± 0.37	± 0.33	± 0.024	± 0.031	± 0.12	± 0.36	± 0.29	± 0.37	± 0.38	± 0.31	± 0.28
Pal 13 (8)	3.02	2.42	3.60	3.41	-0.086	-0.077	0.33	1.06	-0.02	0.51	1.46	1.46	3.11
	± 0.81	± 0.75	± 0.85	± 0.77	± 0.016	± 0.020	± 0.34	± 0.40	± 0.59	± 0.48	± 0.67	± 0.62	± 0.52
NGC 6205	3.26	2.71	1.64	2.20	0.056	-0.025	-0.02	1.80	0.61	0.38	1.31	0.30	2.70
	± 0.36	± 0.20	± 0.14	± 0.10	± 0.001	± 0.001	± 0.25	± 0.35	± 0.26	± 0.09	± 0.35	± 0.27	± 0.08
NGC 6749 (6)	5.54	2.67	-0.25	1.75	-0.163	-0.080	0.81	1.65	—	0.03	—	0.36	2.29
	± 1.45	± 1.23	± 1.12	± 0.86	± 0.010	± 0.030	± 0.39	± 0.73	—	± 0.63	—	± 0.51	± 0.45
NGC 6779	3.24	2.60	1.25	1.92	-0.081	-0.029	-0.11	2.23	0.15	0.16	1.09	-0.02	2.23
	± 0.47	± 0.45	± 0.25	± 0.23	± 0.004	± 0.006	± 0.09	± 0.32	± 0.30	± 0.20	± 0.35	± 0.32	± 0.27
NGC 6535 (5)	4.44	3.27	1.92	2.33	-0.104	-0.044	0.01	2.34	0.23	0.10	0.38	-0.36	2.66
	± 0.74	± 0.71	± 0.48	± 0.45	± 0.005	± 0.007	± 0.20	± 0.55	± 0.57	± 0.36	± 0.50	± 0.49	± 0.46
NGC 6341	4.28	3.29	2.36	2.61	0.017	-0.022	-0.35	1.13	0.25	0.95	0.95	-0.42	2.66
	± 0.39	± 0.23	± 0.12	± 0.13	± 0.008	± 0.008	± 0.24	± 0.34	± 0.25	± 0.11	± 0.35	± 0.25	± 0.10
NGC 6426 (4)	4.54	2.27	-0.49	1.51	-0.038	0.008	-0.05	3.65	0.39	0.52	0.20	0.43	2.06
	± 0.82	± 0.74	± 0.51	± 0.53	± 0.011	± 0.013	± 0.27	± 0.70	± 0.67	± 0.51	± 0.59	± 0.63	± 0.52
NGC 7078	3.21	2.58	1.83	2.10	-0.066	-0.010	-0.19	1.16	0.59	0.36	0.60	-0.58	2.31
	± 0.43	± 0.40	± 0.22	± 0.19	± 0.005	± 0.006	± 0.07	± 0.29	± 0.23	± 0.21	± 0.31	± 0.26	± 0.24
NGC 2419	1.60	2.01	1.08	1.79	-0.077	-0.073	0.50	1.79	0.69	0.68	1.13	-0.06	2.02
	± 0.48	± 0.44	± 0.25	± 0.24	± 0.015	± 0.017	± 0.20	± 0.29	± 0.35	± 0.18	± 0.45	± 0.28	± 0.13

дикатором относительного количества звезд в разных частях ГВ¹⁷; (5) металличность [Fe/H], dex; (6–9) содержания элементов C, Mg, Ca и среднее содержание α -элементов (надстрочный

¹⁷Согласно [51], $H_{\delta_F}/H_{\beta} \geq 1.05$ у шаровых скоплений с голубой ГВ ($HBR = (B - R)/(B + V + R) \sim 1$), а $H_{\delta_F}/H_{\beta} \leq 0.85$ у объектов с красной ГВ ($HBR = (B - R)/(B + V + R) \sim -1$). Промежуточные значения H_{δ_F}/H_{β} присущи, соответственно, скоплениям с примерно равным числом звезд в красной и голубой частях ГВ.

индекс⁰ означает, что значение было вычислено в настоящей работе по результатам литературных исследований); (10) метод исследования возраста и содержаний элементов (IL — исследование спектров суммарного излучения скоплений, LR — исследование спектров среднего разрешения отдельных звезд объектов, HR — спектроскопия высокого разрешения звезд скоплений, CMD — исследование диаграмм “цвет–звездная величина”, REF — работа, суммирующая литературные данные спектроскопии высокого разрешения звезд

Таблица 7. Ликские индексы ($\lambda > 4900 \text{ \AA}$), измеренные в спектре суммарного излучения звезд в центральных областях скоплений и переведенные стандартную Ликскую систему

Объект	Fe5015 Å	Mg ₁ Å	Mg ₂ mag	Mgb Å	Fe5270 mag	Fe5335 Å	Fe5406 Å	Fe5709 Å	Fe5782 Å	Na5895 Å	TiO ₁ mag	TiO ₂ mag
Pal 10 (7)	4.97 ±0.51	0.167 ±0.022	0.316 ±0.021	4.11 ±0.41	3.04 ±0.61	2.69 ±0.53	1.97 ±0.42	1.10 ±0.25	1.65 ±0.37	3.88 ±0.51	0.067 ±0.040	0.146 ±0.028
NGC 6528 ^S	—	0.104	0.252	3.80	2.77	2.42	1.67	1.03	0.80	4.96	0.031	0.112
Pal 1 (1)	4.32 ±0.56	0.043 ±0.016	0.109 ±0.020	1.78 ±0.33	1.83 ±0.58	1.48 ±0.54	0.36 ±0.40	0.76 ±0.31	-0.05 ±0.36	1.85 ±0.35	0.011 ±0.015	-0.004 ±0.011
NGC 6304 ^S	—	0.066	0.184	3.17	2.15	1.82	1.13	0.82	0.81	3.74	0.015	0.028
NGC 6624 ^S	—	0.054	0.155	2.58	1.94	1.62	1.05	0.72	0.61	2.22	-0.002	0.042
Pal 2 (2)	1.53 ±0.49	0.066 ±0.020	0.113 ±0.023	1.82 ±0.29	1.08 ±0.67	1.35 ±0.52	0.12 ±0.37	0.51 ±0.20	0.82 ±0.29	2.35 ±0.22	0.010 ±0.010	0.001 ±0.006
NGC 7006	1.70 ±0.35	0.040 ±0.010	0.080 ±0.010	0.76 ±0.25	1.03 ±0.30	0.70 ±0.29	0.32 ±0.27	0.51 ±0.26	0.25 ±0.24	1.69 ±0.39	0.011 ±0.006	0.006 ±0.007
Pal 14 (3)	3.15 ±0.95	0.016 ±0.025	0.070 ±0.025	0.63 ±0.34	1.21 ±0.60	1.27 ±0.54	0.27 ±0.37	-0.40 ±0.17	-0.14 ±0.38	1.33 ±0.38	-0.003 ±0.023	0.006 ±0.025
NGC 6229	2.52 ±0.40	0.050 ±0.005	0.096 ±0.006	0.94 ±0.19	1.03 ±0.25	0.89 ±0.28	0.46 ±0.26	0.45 ±0.19	0.36 ±0.21	1.27 ±0.25	0.017 ±0.006	0.015 ±0.008
Pal 13 (8)	— —	0.046 ±0.017	0.050 ±0.018	1.01 ±0.29	0.36 ±0.38	1.09 ±0.50	0.39 ±0.42	-0.46 ±0.33	-0.12 ±0.37	1.63 ±0.36	-0.016 ±0.013	-0.021 ±0.009
NGC 6205	1.73 ±0.23	0.032 ±0.002	0.060 ±0.002	0.46 ±0.26	0.84 ±0.28	0.45 ±0.26	0.24 ±0.27	0.27 ±0.12	0.12 ±0.10	1.06 ±0.50	0.008 ±0.040	0.003 ±0.020
NGC 6749 (6)	1.14 ±0.59	0.158 ±0.051	0.162 ±0.048	0.72 ±0.34	1.11 ±0.46	0.11 ±0.46	0.46 ±0.43	0.63 ±0.33	0.87 ±0.42	3.89 ±0.50	0.032 ±0.007	0.019 ±0.006
NGC 6779	1.45 ±0.34	0.032 ±0.006	0.060 ±0.005	0.35 ±0.17	0.60 ±0.31	0.35 ±0.24	0.21 ±0.24	0.25 ±0.18	0.40 ±0.22	1.31 ±0.27	0.006 ±0.006	0.007 ±0.006
NGC 6535 (5)	1.33 ±0.61	0.019 ±0.011	0.045 ±0.010	0.31 ±0.37	0.60 ±0.58	0.05 ±0.48	0.14 ±0.44	0.52 ±0.39	0.43 ±0.41	1.87 ±0.52	0.021 ±0.013	0.001 ±0.012
NGC 6341	1.32 ±0.20	0.010 ±0.003	0.048 ±0.003	-0.18 ±0.22	0.53 ±0.29	0.25 ±0.23	0.04 ±0.29	0.23 ±0.14	0.08 ±0.14	0.84 ±0.49	0.014 ±0.040	-0.004 ±0.020
NGC 6426 (4)	1.42 ±0.69	0.033 ±0.015	0.042 ±0.014	0.16 ±0.40	0.59 ±0.59	0.31 ±0.52	-0.17 ±0.47	-0.03 ±0.36	0.18 ±0.41	1.95 ±0.58	0.025 ±0.014	-0.006 ±0.014
NGC 7078	0.90 ±0.31	0.028 ±0.005	0.047 ±0.004	0.03 ±0.12	0.22 ±0.19	0.19 ±0.19	0.09 ±0.19	0.13 ±0.13	0.16 ±0.15	1.33 ±0.24	0.001 ±0.004	0.000 ±0.005
NGC 2419	1.40 ±0.23	0.031 ±0.011	0.056 ±0.017	1.36 ±0.14	0.48 ±0.35	0.96 ±0.34	0.19 ±0.14	0.18 ±0.13	-0.05 ±0.14	1.05 ±0.13	-0.006 ±0.003	-0.012 ±0.004

скоплений); (11) источник литературных данных. В случае, если наблюдались отдельные звезды скоплений, в столбце II в скобках указано количество звезд. Полученные нами $[\alpha/\text{Fe}]$ для всех скоплений, кроме NGC 6535, приближительны и приведены в таблице без соответствующих ошибок.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как уже говорилось, скопления сравнения были отобраны исходя из сходства их Ликских ин-

дексов с таковыми у объектов исследования. Ликские индексы были измерены нами, или взяты из работы Скиавон и др. [36]. Необходимо подчеркнуть, что Скиавон и др. приводят ошибки измерения индексов (их табл. 8). Ошибки же перевода значений индексов из инструментальной в стандартную Ликскую систему у этих авторов представлены отдельно в табл. 3–7. Мы же в табл. 8 приводим ошибки индексов с учетом ошибок перевода их измерения в стандартную Ликскую систему (табл. 5). Скопления-аналоги удалось уве-

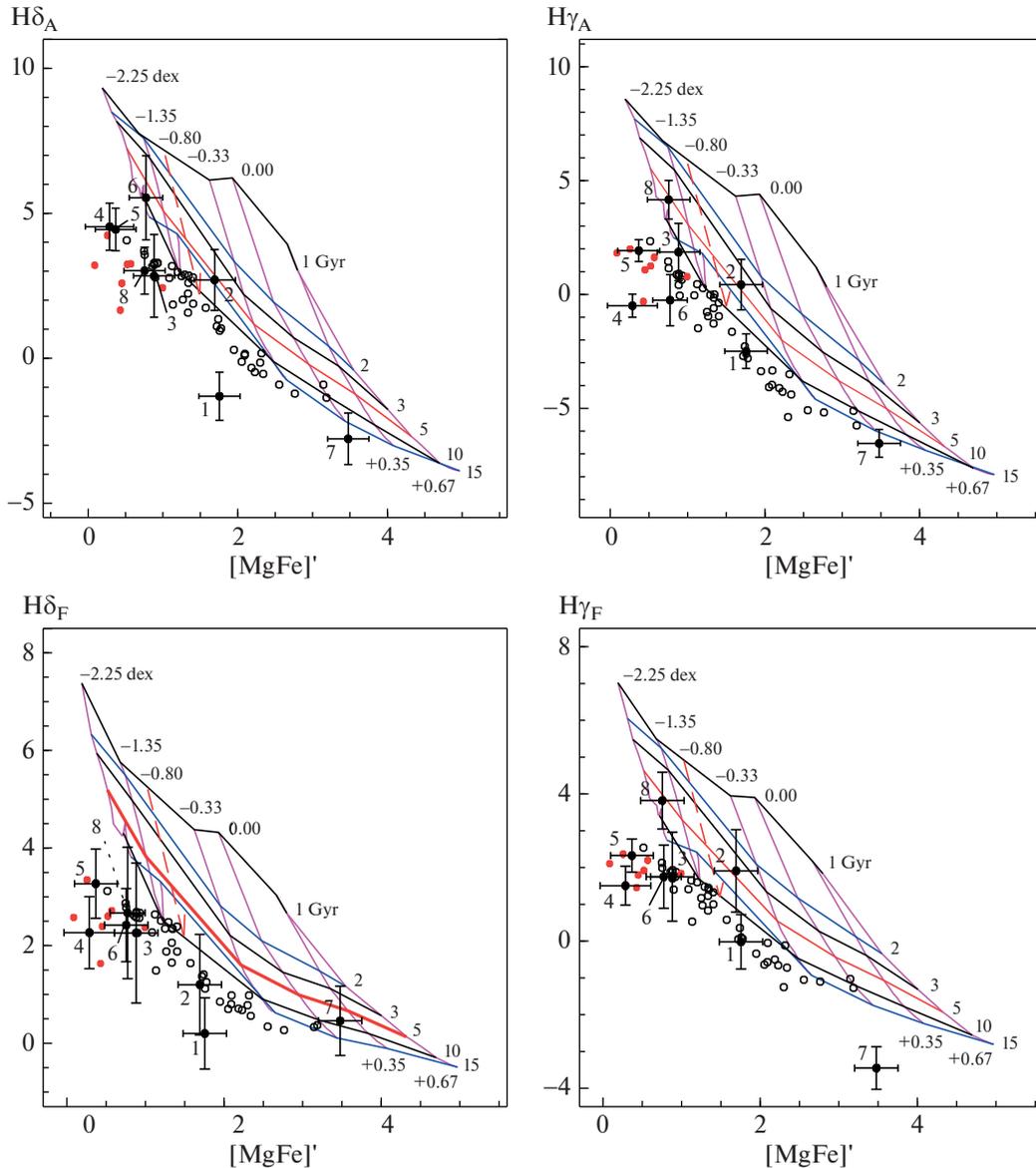


Рис. 5. Диагностические диаграммы “возраст–металличность” (см. подробное объяснение в разделе 4.2). Значения возраста подписаны справа, металличности – сверху. Открытыми кружками отмечены индексы Галактических скоплений из статьи [36], красными точками – индексы Галактических скоплений из выборки ОНР (нижняя часть табл. 1), черными точками с барами ошибок – исследуемые объекты (верхняя часть табл. 1). Значения индексов даны в табл. 6 и 7.

ренно подобрать для всех скоплений с низкой поверхностной яркостью, кроме Pal 1. Как видно из табл. 6–8, шаровые скопления сравнения, за исключением NGC 6304 и NGC 6624, подобранных для Pal 1, имеют оценки возраста, металличности и содержания элементов, близкие к таковым у объектов исследования. Заметим, однако, существенный разброс в оценках этих параметров в литературе у отдельных объектов. Так, литературные данные о содержаниях Mg у красных гигантов и, соответственно, содержания α -элементов варьируются в некоторых случаях в широких пре-

делах (табл. 1). Это не удивительно, так как Mg – это один из элементов, участвующий в химических реакциях, ответственных за формирование множественных звездных населений в шаровых скоплениях (см., напр., [73]). Причины же того, что содержания [C/Fe], определенные по спектрам суммарного излучения скоплений, систематически выше таковых, определенных для их отдельных красных гигантов, обсуждались в статье [30] (см. также [74]).

У объектов исследования и их аналогов похожи и типы горизонтальных ветвей, о чем сигнали-

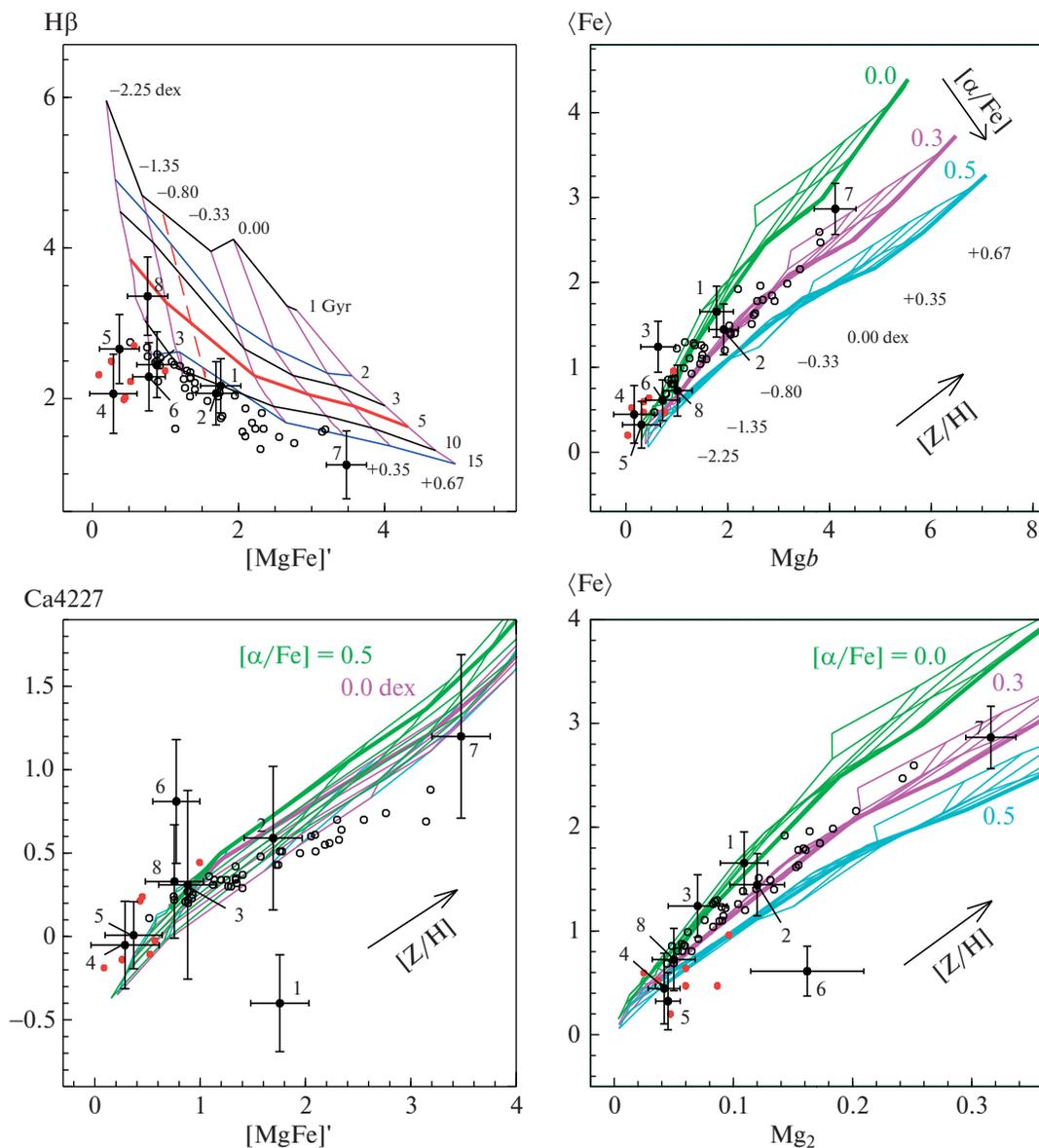


Рис. 6. Диагностические диаграммы “возраст–металличность” (верхняя левая панель) и “металличность $[Z/H]$ – содержание α -элементов” (остальные панели). Индексы скоплений показаны такими же символами, как на предыдущем рисунке. На диаграммах $[Z/H]$ – $[\alpha/Fe]$ показаны значения $[Z/H]$ или/и направление изменения металличности. Разными цветами приведены модельные зависимости для разных $[\alpha/Fe]$. Подробное объяснение к панелям дано в разделе 4.2.

зирует отношение индексов H_{δ_F}/H_{β} [51]. Существенные различия иногда имеются между значениями H_{γ_A} и G4300 у объектов исследования и их аналогов, например: Pal 13 и NGC 6205, NGC 6426 и NGC 7078. Это, по-видимому, не случайно. Области измерения двух индексов включают G-полосу. Ее глубина различна, в основном, по причине различий в содержаниях углерода. Другая причина может заключаться в относительном количестве звезд гигантов, вошедших в интегральный спектр.

Заслуживает особого внимания, по нашему мнению, тот факт, что объекты исследования и их аналоги, как оказалось, принадлежат, как правило, к одним и тем же галактическим подсистемам (табл. 8), согласно литературным работам, исследующим их параметры орбит. Для некоторых скоплений имеются, однако, разночтения между результатами в литературе. Взаимодействие скоплений с газом и темной материей в ходе динамической эволюции Галактики может существенно влиять на орбиты и локализацию скоплений. Поэтому определение принадлежности шаровых

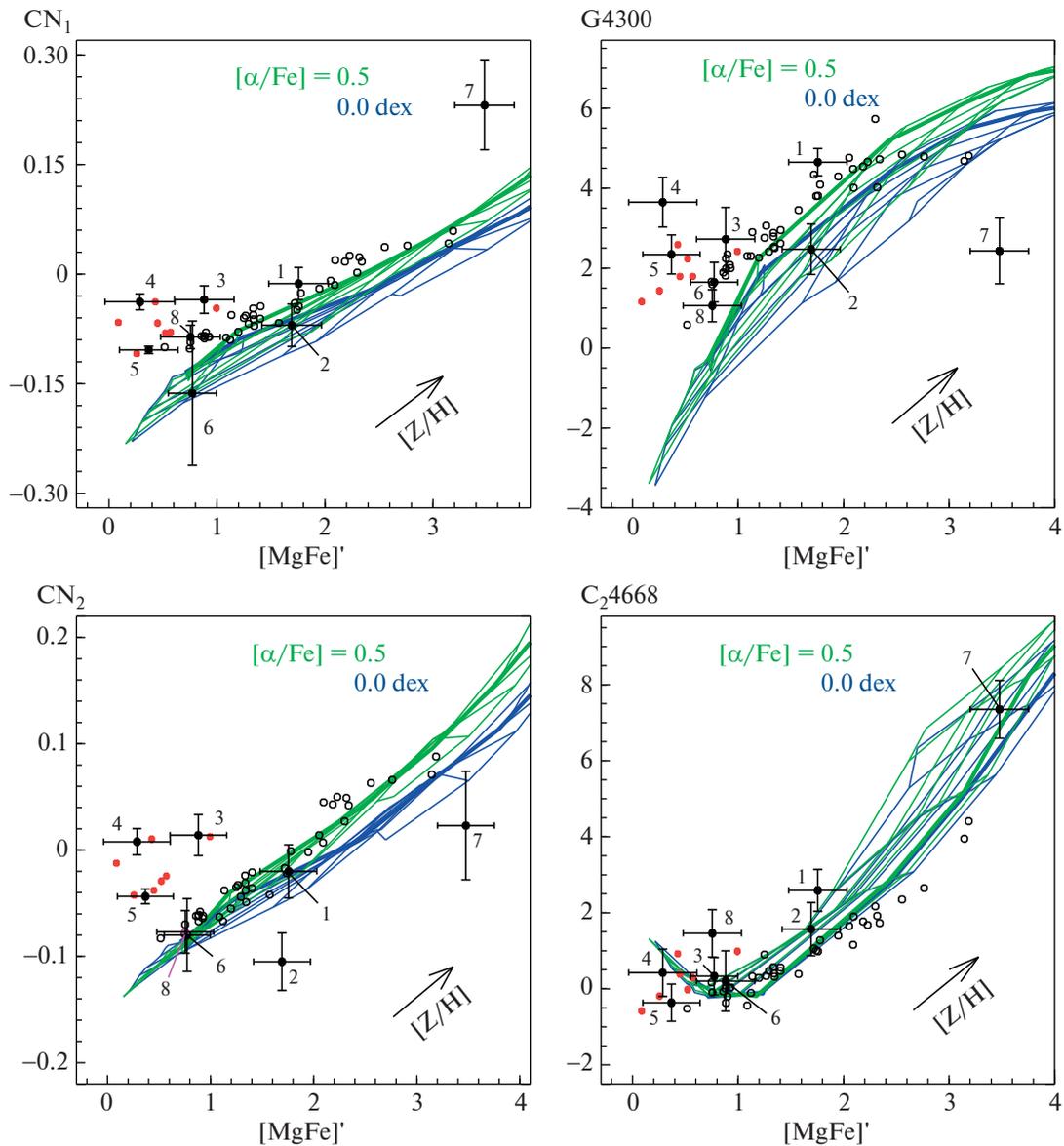


Рис. 7. Диагностические диаграммы “металличность—индексы, чувствительные к содержаниям С и N”. Индексы скоплений показаны такими же символами, как на рис. 5. Подробное объяснение к панелям дано в разделе 4.2.

скоплений к галактическим подсистемам, исходя из данных о пространственном положении и движении объектов, является трудной задачей. Свойства звездных населений свидетельствуют о процессах, происходящих в далеком прошлом [75]. Схожесть возраста и химсостава у двух скоплений является необходимым, но не достаточным условием принадлежности их к одним и тем же подсистемам. Важные сведения, безусловно, дают параметры орбит, которые, как уже говорилось, могут меняться в течение времени. Необходимо еще раз подчеркнуть, что мы в этой работе *не определяем подсистемы*, к которым принадлежат скопле-

ния, а лишь суммируем результаты таких работ из литературы для объектов исследования и их аналогов, подобранных в данной статье, исходя из сходства Ликских индексов.

Далее мы приводим замечания об отдельных скоплениях. Литературные оценки возраста Pal 1 варьируются от 4 до 8 млрд. лет [13, 76]). Наша оценка возраста ближе к таковой у [76] (6.3–8 млрд. лет). По результатам исследования спектров отдельных звезд высокого разрешения, у Pal 1 наблюдаются: отсутствие Na/O антикорреляции у красных гигантов, необычные содержания элементов [53, 54, (табл. 4)]. Содержания Mg, Si, Ca, Ti, Co, V, и Y в Pal 1 ниже, а Ba и La – выше

Таблица 8. Полученные в данной работе и литературные сведения об объектах исследования

Объект	Сист.	Возраст	H_{δ_F}/H_{β}	[Fe/H]	[C/Fe]	[Mg/Fe]	[Ca/Fe]	$[\alpha/Fe]$	Метод	Ссылка
Pal 1	D ^B	8–10	0.09	–0.8 ±0.2				0.0	IL	эта работа
	D ^{B20}			–0.6	–0.25	–0.10	0.20	0.1	HR	[52] ($N = 2$)
NGC 6304				–0.6		–0.06	0.10	–0.05	HR	[53] ($N = 5$)
				–0.5		0.11	0.04	0.08 ⁰	HR	[54] ($N = 1$)
	D ^C	12.3	0.23 ^S	–0.48				0.20	CMD	[55]
	D ^{B20}	11.25		–0.37					CMD	[56]
NGC 6624	B ^{PV}	12.5 ± 0.9	0.42 ^S	–0.44	–0.29	0.42 ± 0.05	0.40	0.41 ⁰	Ref	[57]
	B ^{B20}	13.18		–0.77	–0.15	0.36	0.23	0.30 ⁰	IL	[58]
				–0.69		0.42	0.40	0.39	HR	[59] ($N = 5$)
		11.25		–0.42					CMD	[56]
Pal 2	H ^B	12 ± 2	0.99	–1.5				0.3	IL	эта работа
	H ^{B20}	13.25		[–1.9, –1.6]				[0, 0.4]	CMD	[60]
NGC 7006	H ^B	13.6 ± 1	0.82	–1.8 ± 0.1	–0.07	0.27 ± 0.15	0.2 ± 0.1	0.24 ⁰	IL	[30]
	H ^{B20}			–1.69		0.42		0.25	LR	[61] ($N = 5$)
	H ^{M–19}			–1.55		0.36	0.23	0.23	Ref	[62]
				–1.55		0.36	0.23		Ref	[50]
Pal 14	OH ^C	12 ± 1	0.92	–1.3 ± 0.2				0.0	IL	эта работа
	H ^{B20}			–1.44		0.37	0.29	0.34	HR	[63] ($N = 9$)
	G–E ^{BB20}			–1.22		0.32		±0.17	LR	[61] ($N = 6$)
	H–E ^{M19}			–1.34		0.37	0.29	0.24	Ref	[50]
	NGC6229	OH ^C	12.6 ± 1	1.00	–1.65	–0.05	0.15	0.40	0.28	IL
H ^{B20}				–1.13		[0.05, 0.34]	[0.06, 0.34]	0.2 ⁰	HR	[64] ($N = 11$)
G–E ^{M19}										
NGC 6426	IH ^C	13.6 ± 2	1.10	–2.15				0.3	IL	эта работа
	H ^{B20}			–2.34		0.44 ± 0.05	0.25	0.39	HR	[65] ($N = 4$)
NGC 7078				–2.39		0.38		0.24	LR	[61] ($N = 5$)
	IH ^C	13.6 ± 1	1.00	–2.35	–0.15	0.23	0.15	0.19 ⁰	IL	[66]
	D ^{B20}			–2.23		0.41		0.24	LR	[61] ($N = 15$)
	TD ^{M–19}	12.9		–2.39	–0.30	0.36	0.31	0.34	Ref	[57]
				–2.28	–0.41	0.11	0.16	0.14 ⁰	HR	[67] ($N = 23$)
				–2.38		0.28	0.27	0.34	Ref	[62]
		12.75 ±0.25		–2.33					CMD	[56]
				–2.36		0.39	0.19		Ref	[50]

Таблица 8. Окончание

Объект	Сист.	Возраст	H_{δ_F}/H_{β}	[Fe/H]	[C/Fe]	[Mg/Fe]	[Ca/Fe]	$[\alpha/Fe]$	Метод	Ссылка			
NGC 6535	H^{PV} H^{B20}	11.2 ± 1	1.23	-2.2	0.30	-0.1	0.3	0.1	IL	эта работа			
				-1.95	-0.58	0.48	0.31	0.39 ⁰	HR	[68] ($N = 7$)			
	12.75	1.24	-1.80	[-0.29, -0.58]	-0.41	0.14	0.10	0.22 ⁰	LR	[69] ($N = 2$)			
			-1.79						0.47	0.31	CMD	[56]	
			-1.95								Ref	[50]	
NGC 6341	H^C H^{B20}	11.2	1.24	-1.80	-0.30	-0.25	0.00	-0.13 ⁰	IL	[66]			
				-2.23	-0.41	0.14	0.10	0.22 ⁰	HR	[67] ($N = 47$)			
	12.75	H^{M-19}	-2.29	[-0.40, -0.82]	-0.41	0.14	0.10	0.22 ⁰	LR	[69] ($N = 2$)			
			-2.34						0.47	0.32	0.33	Ref	[62]
			-2.35						0.30	0.31	CMD	[56]	
-2.33	Ref	[50]											
NGC 6749	H^C D^{B20}	10 ± 3	1.17	-1.3				0.3	IL	эта работа			
NGC 6779	H^C, H^{M-19} H^{B20}	12.6 ± 1 12.75	1.17	-1.59	-0.15	-0.1	0.25	0.17	LR	[61] ($N = 4$)			
				-1.9	-0.15	-0.1	0.25	0.08	IL	[15]			
Pal 10	D/B^C D^{B20}	10–13.6	0.41	0.06				0.3	IL	эта работа			
				-0.24				0.27	LR	[61] ($N = 4$)			
NGC 6528	D/B^C B^{PV}	12 11.75	0.23^S	-0.12	-0.35	0.25	0.30	0.28 ⁰	Ref	[57]			
				-0.23	0.09	0.19	0.03	0.11 ⁰	IL	[58]			
	7–10	B^{B20} TD^{M-19}	-0.06		0.11	0.15	0.11	Ref	[62]				
			-0.20		0.26	0.03	0.15 ⁰	HR	[70] ($N = 7$)				
			-0.31		0.02	0.20	0.11 ⁰	IL	[71]				
		-0.10		0.36	0.23		Ref	[50]					
Pal 13	H^B, H^{M-19} H^{B20}	10	0.78	-2.0				0.2	IL	эта работа			
				-1.91				0.34	HR	[72] ($N = 18$)			
NGC 6205	H^B H^{B20}	10	1.00	-1.7	-0.12	0.2	0.3	0.25 ⁰	IL	[30]			
				-1.57		0.13	0.28	0.26	Ref	[62]			
	12	H^{M-19}	-1.58					CMD	[56]				
				-1.54		0.13	0.19		Ref	[50]			

Примечание. Содержание столбцов описано в разделе 4.2.

чем у звезд диска с такой металличностью. Скопление может быть ассоциировано с областью повышенной плотности звезд Canis Majoris [53, 54]. Мы не нашли скоплений Галактики, абсолютно похожих на Pal 1 по значениям Ликских индексов. Индексы H_{γ_A} , H_{γ_F} , H_{β} , Mg_2 , Mgb и некоторые другие у Pal 1 существенно отличаются от таковых

у подобранных кандидатов в аналоги: NGC 6304 и NGC 6624. Согласно значениям водородных индексов, аналоги намного старше, чем Pal 1. Из табл. 8 видно, что [Fe/H] и [C/Fe] у NGC 6624 похожи на таковые у Pal 1. Содержания α -элементов у NGC 6624 выше, чем у Pal 1. Для NGC 6304 нет данных спектроскопии высокого разрешения.

Для Pal 2 в литературе на сегодняшний день нет данных спектроскопии высокого разрешения. Сараджедини и др. [13] отмечали сходство металличности Pal 2 и NGC 6752 и пониженное покраснение света на расстоянии в $-38''$ к юго-западу от центра Pal 2. Исследование CMD Pal 2 затруднено из-за значительного дифференциального покраснения в направлении на антицентр Галактики [13]. Из результатов фотометрии [13] мы отбирали звезды в пределах $\sim 8''$ от центра Pal 2. Суммарный спектр был получен для разных позиций щели примерно в той же области. Pal 2 и NGC 7006, помимо сходства Ликских индексов, имеют похожие возрасты, $[\text{Fe}/\text{H}]$ и содержания α -элементов, определенные различными методами (см. табл. 1). Харрис и др. [77] заметили, что ГВ Pal 2 содержит значительное число звезд в голубой и красной частях. Аналогичную структуру ГВ имеет NGC 7006 (табл. 8), согласно определенному нами $\text{H}_{\delta\text{F}}/\text{H}_{\beta}$.

Pal 14 — это скопление с красной ГВ (табл. 1), находящееся в гало. Однозначного мнения о происхождении объекта нет. Карретта и др. [44] и Байкова и др. [47] считают его сформированным в Галактике. Байкова и Бобылев [48] и Массари и др. [49] считают, что Pal 14 был аккрецирован. Объект гало со схожей металличностью и строением ГВ — это Pal 3 (см. [43] и ссылки в этой статье). Ликские индексы водородных линий у Pal 14 оказались похожими на таковые у NGC 6229 (см. табл. 6 и 7). В отличие от Pal 14, у NGC 6229 имеются звезды в голубой части ГВ. Однако у NGC 6229 большое число звезд ГВ находится также в области так называемого “красного пятна” (red clump). Отношения индексов $\text{H}_{\delta\text{F}}/\text{H}_{\beta}$ у Pal 14 и у NGC 6229 похожи: 0.9 и 1.0 соответственно. Они указывают на то, что у объектов горизонтальные ветви промежуточного типа (см. [51]). Видимо, несколько голубых звезд ярче точки поворота ГП попали в спектр Pal 14. Такие звезды видны на CMD Pal 14. Çalişkan et al. [63] методами спектроскопии высокого разрешения обнаружили сходство содержаний элементов у нескольких красных гигантов в Pal 14 с соответствующими средними значениями у шаровых скоплений внешнего гало Галактики¹⁸ и у отдельных звезд этой подсистемы, не входящих в скопления. Хамидуллина и др. [15], моделируя тот же спектр суммарного излучения, полученный в ОНР, что использовали и мы, определили для NGC 6229: $\lg T = 10.1$, $Y = 0.26$ и $Z = 0.0004$. В данной работе, аппроксимируя CMD Pal 14, построенную по результатам фотометрии [14] изохронами Bertelli

et al. [78], мы получили близкие значения: $\lg T = 10.05$, $Y = 0.23$, $Z = 0.0004$.

NGC 6426 — это одно из наиболее низкометаллических и старых шаровых скоплений гало Галактики [79]. Объект находится во внутреннем гало, как и найденный нами его аналог NGC 7078 (табл. 1) — массивное шаровое скопление со множественными звездными населенностями [67]. Будущие наблюдения, возможно, дадут явные свидетельства множественности звездных популяций у NGC 6426. Единственное на сегодняшний день исследование [65] спектров высокого разрешения звезд NGC 6426 выявило лишь несколько слабых намеков на этот эффект, например слабая антикорреляция Mg—Si. Ханке и др. [65] отмечают, что полученные ими методом спектроскопии высокого разрешения содержания элементов тяжелее Zn указывают на возможное обогащение протоскопления продуктами вспышек гиперновых и быстрый процесс нуклеосинтеза. Сравнение спектров NGC 6426 и NGC 7078¹⁹ показывает, что G-полоса, образованная в основном линиями молекулы CN 4250–4330 Å, намного интенсивнее у NGC 6426. Это, видимо, говорит о более высоком среднем содержании углерода у NGC 6426. Заметим, что в NGC 6426 обнаружена углеродная звезда [80].

NGC 6535 считают объектом гало из-за его низкой металличности, несмотря на малое расстояние от центра Галактики (см., напр., [44]). Пиотто и др. [81] нашли, что ветвь красных гигантов NGC 6535 показывает расщепление, характерное для скоплений со множественными звездными населенностями. Брагаглия и др. [68] определили содержания элементов для 30 красных гигантов скопления и подтвердили существование множественных звездных населений.

В результате моделирования полученного нами интегрального спектра NGC 6535 методом популяционного синтеза с программным комплексом CLUSTER (см. [30] и ссылки в этой статье) с использованием моделей звездных атмосфер, функции масс [82] и изохрон [78], нами получены значения $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.2$ dex и следующие параметры изохроны: $Z = 0.0004$, $Y = 0.26$ и возраст 11.2 млрд. лет. Сравнение наблюдаемого, сглаженного по 5 точкам, и модельного спектров показано на рис. 8.

Сравнение спектров NGC 6535 и NGC 6341 с помощью программы ULYSS (см. раздел 3.2) показано на рис. 9. Видно, что G-полоса является более интенсивной у NGC 6535. $[\text{C}/\text{Fe}]$, определенные нами и авторами статьи [66] по спектрам ОНР, действительно подтверждают этот вывод (табл. 8). Содержания углерода, определенные по

¹⁸В отличие от скоплений внутреннего гало объекты внешнего гало находятся на расстояниях от центра Галактики больше 15 кпк. Скопления гало Галактики в среднем имеют возраст ≥ 10 млрд. лет и $[\text{Fe}/\text{H}] < -1.3$ dex (см., напр., [44]).

¹⁹ftp://ftp.sao.ru/pub/sme/LickIndOHP/SpComp/UL-lySSngc6426_7078all.ps

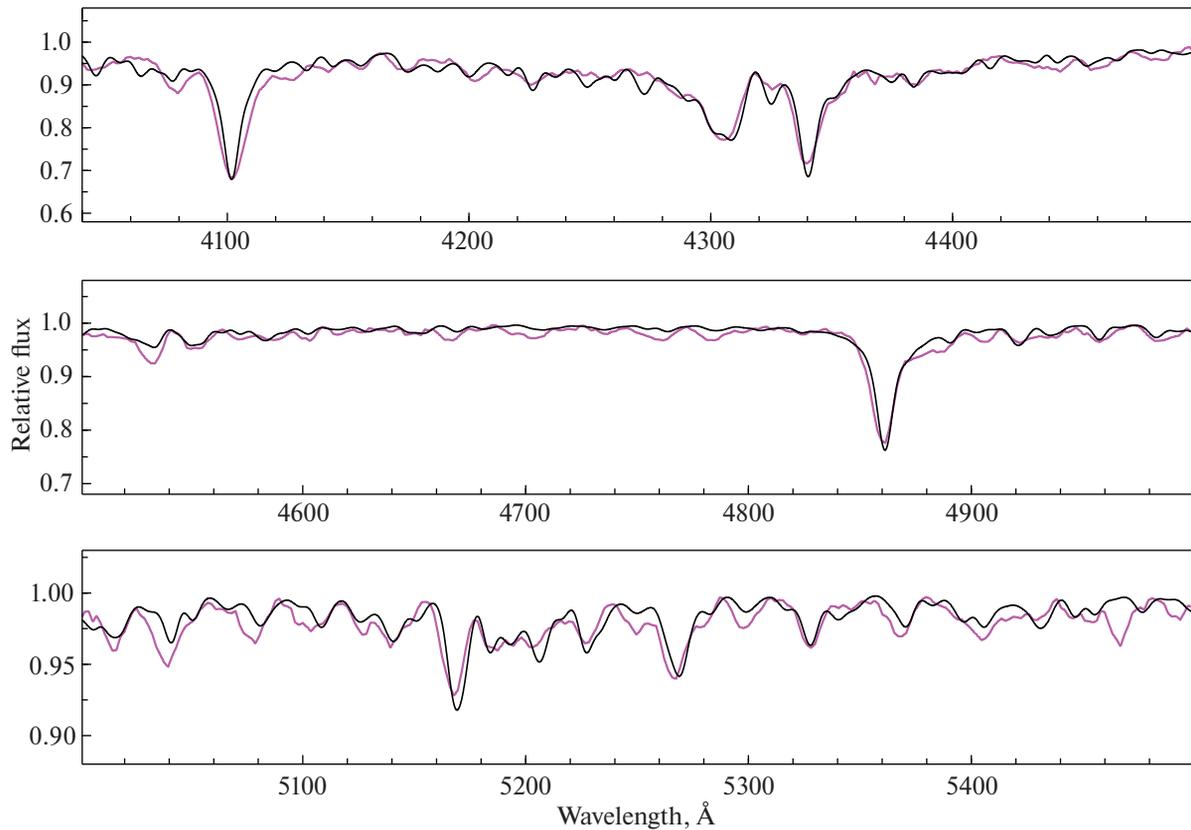


Рис. 8. Сравнение спектра NGC 6535 (светлая линия) с синтетическим спектром, рассчитанным с изохроной [78] $Z = 0.0004$, $T = 11.2$ млрд. лет, $Y = 0.26$ и функцией масс [82].

отдельным красным гигантам NGC 6535 и NGC 6341 методом спектроскопии высокого разрешения, низкие и составляют $[C/Fe] \sim -0.8 \dots -0.3$ (табл. 8).

Вписывание изохрон [78] в CMD скопления по результатам фотометрии Сараджедини и др.²⁰ [13] дает более старый возраст порядка 14 млрд. лет. Видимо, вклады в наш спектр голубых горячих звезд ГВ и более слабых голубых звезд на продолжении ГП (голубые бродяги) довольно велики. Полученные нами содержания химических элементов приведены в табл. 8. Помимо этих содержаний, нами были определены $[Na/Fe] = 0.0 \pm 0.25$ dex, $[Ti/Fe] = 0.1 \pm 0.2$ dex, $[Cr/Fe] = 0.0 \pm 0.2$ dex. Для сравнения приводим содержания, полученные в статье [68] методом спектроскопии высокого разрешения: $[Na/FeI] = -0.340 \pm 0.136$ dex, $[Ti/FeI] = 0.184 \pm 0.036$ dex, $[Cr/FeI] = -0.177 \pm 0.015$ dex. Определенные нами содержания Na оказались выше, а Mg и, соответственно, α -элементов у NGC 6535 и его аналога NCC 6341 [66] оказались существенно ниже литературных значений для красных гигантов

²⁰<ftp://ftp.sao.ru/pub/sme/LickIndONP/CMDpos/cmdN6535.ps>

скопления [68, 67, 62]. Причина, видимо, состоит в том, что конвективные процессы в атмосферах красных гигантов выносят вещество, обогащенное продуктами нуклеосинтеза, из звездных недр на поверхность. В спектры же интегрального излучения большой вклад вносят более слабые звезды, в частности звезды ГП. Полученные нами содержания C и Ca для NGC 6535 и NCC 6341 согласуются с литературными данными.

Для NGC 6749 и Pal 10 результаты звездной фотометрии впервые были представлены в статье [38] (см. также данные нашей фотометрии в разделе 4.1). Кайслер и др. [38] оценили $[Fe/H]$ для скопления по светимости и цвету звезд на ветви красных гигантов и ГВ: $[Fe/H] = -0.1$ dex для Pal 10 и $[Fe/H] = -1.6$ dex для NGC 6749 значения, близкие к таковому в табл. 1 и 8. В литературе на сегодняшний день нет данных спектроскопии высокого разрешения для NGC 6749. Вазкис и др. [83] получили оценки металличности Pal 10 по линиям инфракрасного триплета Ca II в широком диапазоне: $[Fe/H] = -0.57 \dots -0.27$ dex.

Pal 13 — это объект внешнего гало Галактики, расположенный на большом расстоянии от ее центра, с возрастом, сравнимым с возрастом Вселенной [84]. Брадфорд и др. [6] с помощью фото-

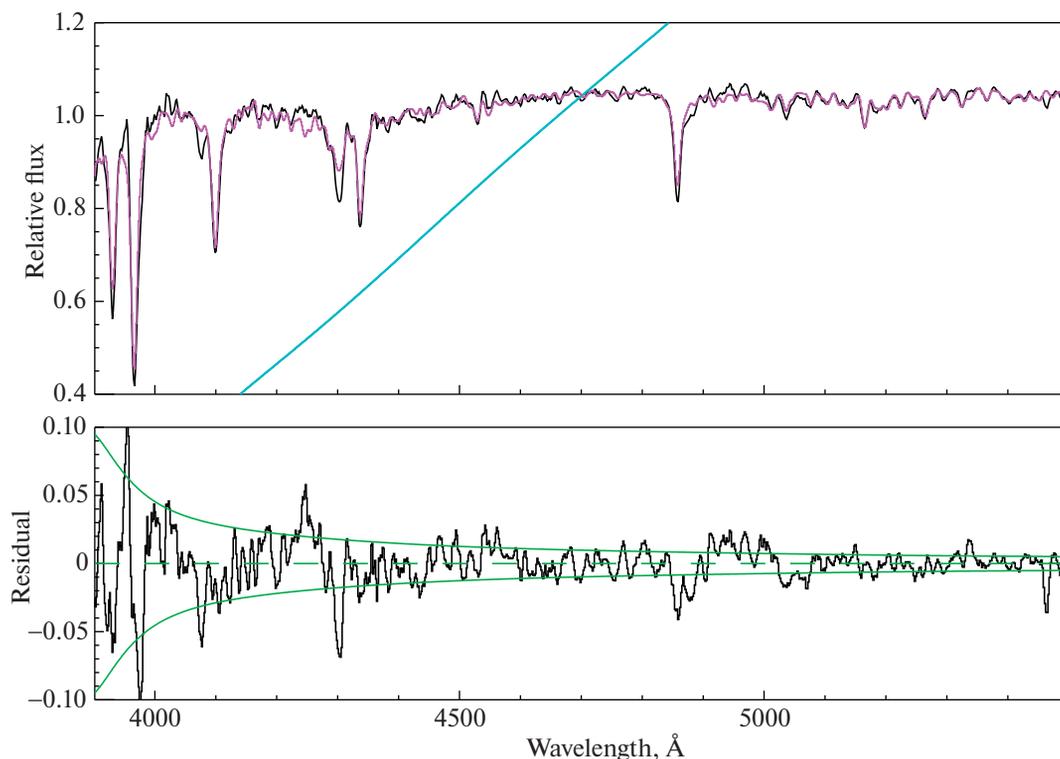


Рис. 9. Верхняя панель: сравнение спектров NGC 6535 и NGC 6341 (светлая цветная линия). Тонкая сплошная светлая (голубая) линия – полином, приводящий наблюдаемый спектр в соответствие с модельным. Нижняя панель: разница между наблюдаемым и модельным спектрами. Светлой (зеленой) сплошной линией показана огибающая, соответствующая $S/N = 100$. Штриховой линией показана линия нуля.

метрических и спектральных наблюдений на CFHT определили $[Fe/H] \sim -1.6$ dex, возраст 11–12 Gyr, малую светимость, большой радиус на половине светимости для Pal 13 (см. табл. 1) и большую дисперсию скоростей. На CMD Pal 13 [6] не видно ярко выраженной ГВ, но довольно много голубых бродяг. Коч и Коте [72] определили металличность $[Fe/H] = -1.91$ dex и содержания 14 химических элементов, используя наблюдения с высоким разрешением со спектрографом Keck/HIRES. Среднее содержание элементов α -процесса Mg, Si, Ca и Ti $[\alpha/Fe] = 0.34 \pm 0.06$ dex типично для шаровых скоплений и звезд поля гало Галактики при данной металличности.

Полученное нами сходство Ликских индексов Pal 13 и NGC 6205 – массивного скопления со множественными звездными населенными [81] и голубой ГВ подтверждает не только сходство объектов по возрасту и химсоставу, что соответствует имеющимся литературным данным (табл. 8). Сходство Ликских индексов говорит в данном случае об отсутствии вклада самых голубых и горячих звезд ГВ в интегральный спектр NGC 6205 (см. также [30]). Отношение индексов H_{δ_F}/H_{β} свидетельствует о красной ГВ у Pal 13 и промежуточного типа у NGC 6205 по критерию [51]. Не-

смотря на сходство большинства индексов у Pal 13 и NGC 6205, существенные различия имеются в значениях H_{γ_A} и G4300. Это не случайно. Области измерения двух индексов включают G-полосу. Ее глубина различна у двух объектов, видимо, по причине различий в содержании углерода.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Использованы архивные данные длиннощелевой спектроскопии умеренного разрешения со спектрографом CARELEC [7] 1.93-м телескопа ОНР отдельных звезд и групп звезд в восьми шаровых скоплениях Галактики с низкой центральной поверхностной яркостью: Pal 1, Pal 2, Pal 10, Pal 13, Pal 14, NGC 6426, NGC 6535 и NGC 6749. Получены спектры суммарного излучения этих объектов, измерены абсорбционные индексы в Ликской системе [8–12] и выполнено попиксельное сравнение спектров и измеренных индексов с соответствующими данными для ярких компактных шаровых скоплений Галактики. Результаты определения возраста, $[Fe/H]$ и $[\alpha/Fe]$ по спектрам скоплений даны в табл. 8. Отобраны галактические аналоги 8 объектов исследования по принципу совпадения значений Ликских индек-

сов в пределах ошибок их определения. Часть аналогов наблюдались с тем же инструментом и в те же наблюдательные ночи в ОНР: NGC 7006, 6229, 6205, 6779, 6341 и 7078. Для них и для NGC 2419 в данной работе измерены Ликские индексы. Для Pal 10 и Pal 1 скопления со сходными значениями индексов были найдены в работе [36].

Полный набор Ликских индексов позволяет определить возраст и металличность, а также включает индексы, спектральные диапазоны измерения которых центрированы на линии Ca, Mg, C и молекулярные полосы CN, CH и TiO. Таким образом, сходство у скоплений полного набора Ликских индексов означает сходство по возрасту и химическому составу.

Следует отметить, что для Pal 1 полного сходства по значениям индексов не было найдено ни с одним объектом, исследованным нами и в [36]. Индексы линий водорода и Mg у Pal 1 существенно отличаются от таковых у NGC 6304 и NGC 6624. По результатам нашего исследования и по литературным данным, возраст у Pal 1 моложе, а содержания α -элементов ниже, чем у NGC 6304 и NGC 6624. Эти факты не противоречат выводу [53] о возможном внегалактическом происхождении Pal 1. Сходство абсорбционных индексов NGC 2419 не было установлено ни с одним из объектов исследования.

Моделируя спектры суммарного излучения скоплений с помощью метода популяционного синтеза [30], мы выяснили, что значения Ликских индексов, измеренных в спектрах скоплений с возрастом больше 5 млрд. лет, мало зависят от значения показателя степени функции масс звезд в следующих пределах его изменения: $\alpha = -(0.83-2.35)$.

Выполнена звездная фотометрия Pal 10 на снимках из архива VLT, а также проанализирована фотометрия Gaia DR3 с селекцией по собственным движениям согласно [41]. Результаты исправлены за дифференциальное покраснение света по методу [38]. Сравнение с моделями звездной эволюции [42] дало значения возраста и металличности: $T = 9 \pm 3$ млрд. лет и $[Fe/H] = -0.1 \pm 0.3$ dex, что согласуется с данными Кайслера и др. [38] и с результатами нашего спектроскопического исследования (табл. 8). Расстояние и избыток цвета составили: $D = 6 \pm 2$ кпк, $E(B - V) = 1.37 \pm 0.06^m$.

Проанализирована CMD, построенная по данным Gaia DR3 [39] для NGC 6426 с селекцией по собственным движениям согласно [41]. Определенные с помощью фотометрических данных Gaia DR3 [39] и аппроксимации изохронами [42] возраст $T = 12.7$ млрд. лет, металличность $[Fe/H] = -2.5$ dex, $[\alpha/Fe] = 0.4$ dex, избыток цвета $E(B - V) = 0.405^m$ и расстояние D кпк находятся в

хорошем согласии с литературными данными и результатами нашего спектроскопического исследования (табл. 1, 8).

Согласно литературным данным, подобранные нами галактические скопления – аналоги с Ликскими индексами, совпадающими в пределах ошибок с таковыми у Pal 2, Pal 10, Pal 13, Pal 14, NGC 6426, NGC 6535 и NGC 6749, не только соответствуют им по возрасту и химическому составу, но и, как оказалось, принадлежат, как правило, тем же компонентам структуры Галактики, что и объекты исследования. Этот факт иллюстрирует большой потенциал использованного подхода [75] для исследования структуры и эволюции нашей и других галактик.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-02-00167а.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Е. Давуста и ОНР за предоставление данных наблюдательного архива ОНР. Это исследование было выполнено на основе наблюдений, собранных в Европейской организации астрономических исследований в Южном полушарии в рамках программы ESO 077.D-0775, и использовало сервисы Научного архивного фонда ESO. В этой работе использовались данные миссии Gaia Европейского космического агентства (ESA)²¹, обработанные системой Gaia. Консорциум обработки и анализа DPAC²². Финансирование DPAC было предоставлено национальными учреждениями, в частности учреждениями, участвующими в Многостороннем соглашении Gaia.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. O. Abell, Publ. Astron. Soc. Pacific **67**, 258 (1955).
2. M. Asplund, N. Grevesse, A. J. Sauval, and P. Scott, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **47**, 481 (2009).
3. R. Zinn and M. J. West, Astrophys. J. Suppl. **55**, 45 (1984).
4. W. E. Harris, Astron. J. **112**, 1487 (1996).
5. A. Sollima, D. Martínez-Delgado, D. Valls-Gabaud, and J. Penarrubia, Astrophys. J. **726**, id. 47 (2011).
6. J. D. Bradford, M. Geha, R. R. Muñoz, F. A. Santana, et al., Astrophys. J. **743**, id. 167 (2011).
7. G. Lemaître, D. Kohler, D. Lacroix, J. P. Meunier, and A. Vin, Astron. and Astrophys. **228**, 546 (1990).
8. G. Worthey, S. M. Faber, J. J. Gonzalez, and D. Burstein, Astrophys. J. Suppl. **94**, 687 (1994).
9. D. Burstein, S. M. Faber, C. M. Gaskell, and N. Krumm, Astrophys. J. **287**, 586 (1984).

²¹<https://www.cosmos.esa.int/gaia>

²²<https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>

10. *G. Worthey*, *Astrophys. J. Suppl.* **95**, 107 (1994).
11. *G. Worthey and D. L. Ottaviani*, *Astrophys. J. Suppl.* **111**, 377 (1997).
12. *S. C. Trager, G. Worthey, S. M. Faber, D. Burstein, and J. J. Gonzalez*, *Astrophys. J. Suppl.* **116**, 1 (1997).
13. *A. Sarajedini, L. R. Bedin, B. Chaboyer, A. Dotter, et al.*, *Astron. J.* **133**, 1658 (2007).
14. *M. Hilker*, *Astron. and Astrophys.* **448**, 171 (2006).
15. *D. A. Khamidullina, M. E. Sharina, V. V. Shimansky, and E. Davoust*, *Astrophys. Bull.* **69**, 409 (2014).
16. *K. Banse, Ph. Crane, Ch. Ounnas, and D. Ponz*, in *Proc. of the DECUS Europe Symp.* (Digital Equipment Corporation, Maynard, MA, USA), p. 87 (1983).
17. *D. Tody*, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems II*, edited by R. J. Hanisch, R. J. V. Brissenden, and J. Barnes (San Francisco, CA: ASP), ASP Conf. Ser. **52**, 173 (1993).
18. *P. B. Stetson, L. E. Davis, and D. R. Crabtree*, in *CCDs in Astronomy* (San Francisco: ASP), ASP Conf. Ser. **8**, 289 (1990).
19. *M. Koleva, P. Prugniel, P. Ocvirk, D. Le Borgne, and C. Soubiran*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **385**, 1998 (2008).
20. *M. Koleva, P. Prugniel, A. Boucharard, and Y. Wu*, *Astron. and Astrophys.* **501**, 1269 (2009).
21. *P. Prugniel and C. Soubiran*, *Astron. and Astrophys.* **369**, 1048 (2001).
22. *P. Prugniel, C. Soubiran, M. Koleva, and D. Le Borgne*, *VizieR Online Data Catalog: III/251* (2007).
23. *A. Alonso, S. Arribas, and C. Martínez-Roger*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **140**, 261 (1999).
24. *I. Ramírez and J. Meléndez*, *Astrophys. J.* **626**, 465 (2005).
25. *D. Thomas, C. Maraston, and R. Bender*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **343**, 279 (2003).
26. *D. Thomas, C. Maraston, and A. Korn*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **351**, L19 (2004).
27. *D. Le Borgne, B. Rocca-Volmerange, P. Prugniel, A. Lancon, M. Fioc, and C. Soubiran*, *Astron. and Astrophys.* **425**, 881 (2004).
28. *A. Vazdekis, P. Sanchez-Blazquez, J. Falcon-Barroso, A. J. Cenarro, M. A. Beasley, N. Cardiel, J. Gorgas, and R. F. Peletier*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **404**, 1639 (2010).
29. *P. Sánchez-Blázquez, R. F. Peletier, J. Jiménez-Vicente, N. Cardiel, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **371**, 703 (2006).
30. *M. E. Sharina, V. V. Shimansky, and N. N. Shimanskaya*, *Astrophys. Bull.* **75**, 247 (2020).
31. *F. Castelli and R. L. Kurucz*, *Modelling of Stellar Atmospheres, Poster Contributions*, Proc. of the 210th Symp. of the IAU held at Uppsala University, Uppsala, Sweden, 17–21 June, 2002; edited by N. Piskunov, W. W. Weiss, and D. F. Gray, *Astron. Soc. Pacific* **210**, id. A20 (2003).
32. *E. E. Salpeter*, *Astrophys. J.* **121**, 161 (1955).
33. *A. Sollima and H. Baumgardt*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **471**, 3668 (2017).
34. *A. Pietrinferni, S. Cassisi, M. Salaris, and S. Hidalgo*, *Astron. and Astrophys.* **558**, id. 46 (2013).
35. *M. E. Sharina, V. V. Shimansky and A. Y. Kniazev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **471**, 1955 (2017).
36. *R. P. Schiavon, N. M. Caldwell, H. P. Heather, S. Courteau, L. A. MacArthur, and G. J. Graves*, *Astron. J.* **143**, id. 14 (2012).
37. *P. Marigo, L. Girardi, A. Bressan, P. Rosenfield, et al.*, *Astrophys. J.* **835**, id. 77 (2017).
38. *D. Kaisler, W. E. Harris, and D. E. McLaughlin*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **109**, 926 (1997).
39. *T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, A. G. A. Brown, A. Vallenari, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **595**, id. A1 (2016).
40. *M. Riello, F. De Angeli, D. W. Evans, P. Montegriffo, et al.*, arXiv:2012.01916 [astro-ph.IM] (2020).
41. *E. Vasiliev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **484**, 2832 (2019).
42. *S. L. Hidalgo, A. Pietrinferni, S. Cassisi, M. Salaris, et al.*, *Astrophys. J.* **856**, id. 125 (2018).
43. *M. E. Sharina, M. V. Ryabova, M. I. Maricheva, and A. S. Gorban*, *Astron. Rep.* **62**, 733 (2018).
44. *E. Carretta, A. Bragaglia, R. G. Gratton, A. Recio-Blanco, S. Lucatello, V. D'Orazi, and S. Cassisi*, *Astron. and Astrophys.* **516**, 55 (2010).
45. *E. Bica, S. Ortolani, and B. Barbuy*, *Publ. Astron. Soc. Australia* **33**, 28 (2016).
46. *A. Pérez-Villegas, B. Barbuy, L. Kerber, S. Ortolani, S. O. Souza, and E. Bica*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **491**, 3251 (2020).
47. *A. T. Bajkova, G. Carraro, V. I. Korchagin, N. O. Budanova, and V. V. Bobylev*, *Astrophys. J.* **895**, id. 69 (2020).
48. *A. T. Bajkova and V. V. Bobylev*, arXiv:2008.13624 [astro-ph.GA] (2020).
49. *D. Massari, H. H. Koppelman, and A. Helml*, *Astron. and Astrophys.* **630**, id. L4 (2019).
50. *V. A. Marsakov, V. V. Koval', and M. L. Gozha*, *Astron. Rep.* **63**, 274 (2019).
51. *R. P. Schiavon, J. A. Rose, S. Courteau, and L. A. MacArthur*, *Astrophys. J.* **608**, L33 (2004).
52. *F. Jahandar, K. A. Venn, M. D. Sheirone, M. Irwin, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **470**, 4782 (2017).
53. *C. M. Sakari, K. A. Venn, M. Irwin, W. Aoki, N. Arimoto, and A. Dotter*, *Astrophys. J.* **740**, id. 106 (2011).
54. *L. Monaco, I. Saviane, M. Correnti, P. Bonifacio, and D. Geisler*, *Astron. and Astrophys.* **525**, id. A124 (2011).
55. *R. A. P. Oliveira, S. O. Souza, L. O. Kerber, B. Barbuy, et al.*, *Astrophys. J.* **891**, id. 37 (2020).
56. *D. A. VandenBerg, K. Brogaard, R. Leaman, and L. Casagrande*, *Astrophys. J.* **775**, id. 134 (2013).
57. *J. C. Roediger, S. Courteau, G. Graves, and R. P. Schiavon*, *Astrophys. J. Suppl.* **210**, id. 10 (2014).
58. *C. Conroy, A. Villaume, P. G. van Dokkum, and K. Lind*, *Astrophys. J.* **854**(2), id. 139 (2018).
59. *E. Valenti, L. Origlia and R. M. Rich*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **414**, 2690 (2011).
60. *M. Bonatto and A. L. Chies-Santos*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **493**, 2688 (2020).
61. *B. Dias, B. Barbuy, I. Saviane, E. V. Held, G. S. Da Costa, S. Ortolani, M. Gullieuszik, and S. Vásquez*, *Astron. and Astrophys.* **590**, id. 9 (2016).

62. *B. J. Pritzl, K. A. Venn, and M. Irvin*, *Astron. J.* **130**, 2140 (2005).
63. *Ş. Çalişkan, N. Christlieb, and E. K. Grebel*, *Astron. and Astrophys.* **537**, id. 83 (2012).
64. *C. I. Johnson, N. Caldwell, R. M. Rich, and M. G. Walker*, *Astron. J.* **154**, id. 155 (2017).
65. *M. Hanke, A. Koch, C. J. Hansen, and A. McWilliam*, *Astron. and Astrophys.* **599**, id. 97 (2017).
66. *M. E. Sharina, V. V. Shimansky, and D. A. Khamidullina*, *Astrophys. Bull.* **73**, 337 (2018).
67. *S. Meszáros, S. L. Martell, M. Shetrone, S. Lucatello, et al.*, *Astron. J.* **149**, id. 153 (2015).
68. *A. Bragaglia, E. Carretta, V. D'Orazi, A. Sollima, P. Donati, R. G. Gratton, and S. Lucatello*, *Astron. and Astrophys.* **607**, id. 44 (2017).
69. *S. L. Martell, G. H. Smith, and M. M. Briley*, *Astron. J.* **136**, 2522 (2008).
70. *C. Muñoz, D. Geisler, S. Villanova, I. Saviane, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **620**, id. 96 (2018).
71. *J. E. Colucci, R. A. Bernstein, and A. McWilliam*, *Astrophys. J.* **834**(2), 105 (2017).
72. *A. Koch and P. Côté*, *Astron. and Astrophys.* **632**, id. 55 (2019).
73. *R. G. Gratton, E. Carretta, and A. Bragaglia*, *Astron. and Astrophys. Rev.* **20**, 50 (2012).
74. *R. P. Kraft*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **106**, 553 (1994).
75. *M. J. West, P. Côté, R. O. Marzke, and J. Andrés*, *Nature* **427**, 31 (2004).
76. *A. Rosenberg, I. Saviane, G. Piotto, A. Aparicio, and S. R. Zaggia*, *Astron. J.* **115**, 648 (1998).
77. *W. E. Harris, P. R. Durrell, G. R. Petitpas, T. M. Webb, and S. C. Woodworth*, *Astron. J.* **114**, 103 (1997).
78. *G. Bertelli, L. Girardi, P. Marigo, and E. Nasi*, *Astron. and Astrophys.* **484**, 815 (2008).
79. *M. Salaris and A. Weiss*, *Astron. and Astrophys.* **388**, 492 (2002).
80. *M. Sharina, B. Aringer, E. Davoust, A. Y. Kniazev and C. J. Donzelli*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **426**, L31 (2012).
81. *G. Piotto, A. P. Milone, L. R. Bedin, J. Anderson, et al.*, *Astron. J.* **149**, id. 91 (2015).
82. *G. Chabrier*, *Astrophys. Space Sci. Library* **327**, 41 (2005).
83. *S. Vásques, I. Saviane, E. V. Held, G. S. Da Costa, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **619**, id. A13 (2018).
84. *P. Côté, S. G. Djorgovski, G. Meylan, S. Castro, and J. K. McCarthy*, *Astron. J.* **574**, 783 (2002).

УДК 524-1/-8

О ПРИЧИНАХ КОЛЛИМИРОВАННОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ И ЛАБОРАТОРНЫХ ДЖЕТОВ

© 2021 г. И. Ю. Калашников^{1, 2, *}, А. В. Додин³, И. В. Ильичев⁴,
В. И. Крауз⁴, В. М. Чечеткин^{1, 2, 4}

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

² Институт автоматизации проектирования РАН, Москва, Россия

³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

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

*E-mail: kalasxel@gmail.com

Поступила в редакцию 06.11.2020 г.

После доработки 16.01.2021 г.

Принята к публикации 29.01.2021 г.

Использование Z-пинчевых установок позволяет проводить хорошо управляемые и диагностируемые лабораторные эксперименты по исследованию лабораторных джетов, имеющих скейлинговые параметры, близкие к параметрам джетов молодых звезд. Это дает возможность наблюдать процессы, недоступные для астрономических наблюдений. Такие эксперименты проводятся на установке ПФ-3 (плазменный фокус, НИЦ “Курчатовский институт”), в которой испущенный плазменный выброс распространяется по пролетной камере сквозь окружающую среду на расстояние одного метра. В работе представлены результаты экспериментов с гелием, в которых наблюдался последовательный выход двух выбросов. Анализ этих результатов позволяет предположить, что после прохождения первого сверхзвукового выброса за ним образуется область с низкой концентрацией, так называемый вакуумный след, благодаря которому последующий выброс практически не испытывает сопротивления окружающей среды и распространяется коллимированно. Представленное в работе численное моделирование распространения двух выбросов подтверждает эту точку зрения. Используя масштабированные законы и соответствующее численное моделирование астрофизических выбросов, показано, что этот эффект может также иметь значение и для джетов молодых звезд.

DOI: 10.31857/S0004629921060049

1. ВВЕДЕНИЕ

При исследовании процессов, происходящих в космосе, все большую роль начинает играть лабораторное моделирование. Несмотря на то что характерные пространственные и временные масштабы лабораторных экспериментов на много порядков меньше, чем у астрофизических, они могут быть масштабированы до астрофизических в той степени, в которой и те и другие подчиняются одним и тем же уравнениям, не имеющим собственного масштаба [1, 2]. При этом исследование таких течений *in vitro* позволяет гораздо лучше измерить имеющиеся параметры, чем это можно было бы сделать благодаря наблюдениям. К тому же лабораторные условия можно изменять, таким образом изучая отклик системы на внешние воздействия, что крайне важно для проверки предсказаний теоретических моделей.

В настоящий момент многие группы по всему миру пытаются, используя законы масштаби-

рования, воссоздать экспериментально астрофизические условия при аккреции, коллимации и последующем распространении плазмы около молодых звезд. Как правило, в подобных экспериментах изучается динамика вещества на масштабах около нескольких сантиметров, причем генерация плазменных образований происходит обычно в условиях, близких к вакууму. Подобные опыты проводят как на плазменных установках [3, 4], так и на лазерных [5–7].

Интерес именно к лабораторному моделированию струйных выбросов молодых звезд связан с тем, что, как правило, в экспериментах удается достичь лишь нерелятивистских скоростей, которые как раз характерны для джетов молодых звезд. При этом зачастую в лабораторных условиях реализуется единственный выброс сгустка плазмы. Однако, согласно астрономическим наблюдениям [8], на некотором расстоянии от молодой звезды струйные выбросы распадаются на отдельные фрагменты, которые на заре наблюдений

за межзвездным газом и были названы объектами Хербига-Аро [9]. Поэтому лабораторные эксперименты с единичными выбросами могут соответствовать космическим джетам, рассматриваемым на значительном расстоянии от центрального объекта.

Для лабораторного моделирования распространения джета в окрестности молодой звезды существенными факторами являются как пространственный масштаб течения, так и наличие окружающей среды. Существует возможность реализовать эти условия на установке ПФ-3 (плазменный фокус, НИЦ “Курчатовский институт”) [10, 11], что позволяет моделировать в лаборатории взаимодействие астрофизических джетов с окружающим веществом. При этом, в силу достаточно больших размеров получаемых джетов, удается измерять не только термодинамические и кинематические характеристики, и, используя магнитные зонды, величину и структуру магнитных полей.

В нашей предыдущей работе [12] с помощью численного моделирования было показано, что как в астрофизических, так и в лабораторных условиях после прохождения сверхзвукового плазменного выброса сквозь окружающую среду позади него остается область с пониженной концентрацией, так называемый вакуумный след. Благодаря этому последующие выбросы испытывают гораздо меньшее сопротивление окружающей среды и распространяются более коллимированно — практически все вещество такого выброса остается в его первоначальных радиальных границах. Оценки показали, что вакуумный след заполняется окружающим веществом как минимум за 10 мкс в случае лабораторного и за 70 лет в случае астрофизического джетов, т.е. такой эффект будет наблюдаться, если интервал между вылетами выбросов не превышает указанных значений. В недавних экспериментах на установке ПФ-3 удалось получить два выброса, вылетающих последовательно из области пинчевания. Настоящая работа посвящена исследованию этого результата и его значения для астрофизических приложений.

2. ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

2.1. Установка ПФ-3

Установка ПФ-3 представляет собой плазменный фокус с плоской геометрией электродов по типу Филиппова [13]. К разрядной камере присоединена трехсекционная пролетная камера, позволяющая проводить исследование динамики плазменного выброса на расстоянии до 100 см от анода (рис. 1). Каждая секция пролетной камеры снабжена набором диагностических окон, рассчитанных на измерение различных параметров,

на расстояниях 35, 65 и 95 см (центральные сечения каждого окна). Работает плазменная установка ПФ-3 следующим образом [14]: предварительно откачивается атмосферный воздух из всей установки, затем камеры заполняются каким-либо рабочим газом под давлением в несколько торр. Далее на катод и анод замыкается заряженная конденсаторная батарея, благодаря чему между анодом и катодом появляется высокое напряжение, пробивающее рабочий газ. Из-за этого образуется токнесущая плазменная оболочка (ТПО), которая за счет притяжения параллельных токов (действие силы Ампера) движется к оси разряда, вдоль которой и образуется плазменный пинч.

Образовавшийся плазменный пинч длиной несколько сантиметров характеризуется температурой порядка $T \approx 5 \times 10^2$ эВ и концентрацией порядка $n \approx 10^{19}$ см⁻³. На этой стадии плотность тока превышает 10^7 А/см², что приводит к образованию сильных неустойчивостей, появлению турбулентного сопротивления и, как следствие, резкому обрыву тока. Таким образом происходит размыкание тока, и энергия, запасенная в магнитном поле пинча, переходит в плазму — начинается разрушение пинча и генерация плазменных потоков, распространяющихся вверх вдоль оси пролетной камеры. Начальная скорость потока составляет $\sim 10^7$ см/с, превышает скорость движения ТПО в аксиальном направлении и практически не зависит от типа рабочего газа.

Когда уже сгенерированный поток распространяется по пролетной камере, практически вся выброшенная плазма остается в близких к первоначальным радиальным границам на расстояниях, значительно превышающих поперечные размеры потока. Это значит, что продольная скорость движения джета намного превышает скорость его поперечного расширения. На рис. 2 для примера приведены фотографии потока, полученные на разных расстояниях при экспериментах с различными газами. Видно, что структуры потока зависят от химического состава рабочего газа, что, скорее всего, связано с влиянием радиационных эффектов охлаждения и различной скоростью звука. Также хорошо видны ударные волны на фронте потока (аналог объектов Хербига-Аро). Головная часть потока даже на больших расстояниях от области пинчевания имеет поперечный размер в несколько сантиметров.

Как показала диагностика плазмы спектральными методами [15], для разряда в гелии концентрация фоновой плазмы на расстоянии 35 см составляет $n_i \approx 2 \times 10^{16}$ см⁻³ (с температурой $T \approx 1$ эВ). Это означает, что плазма ионизована на 20%. При этом сам плазменный поток имеет концентрацию

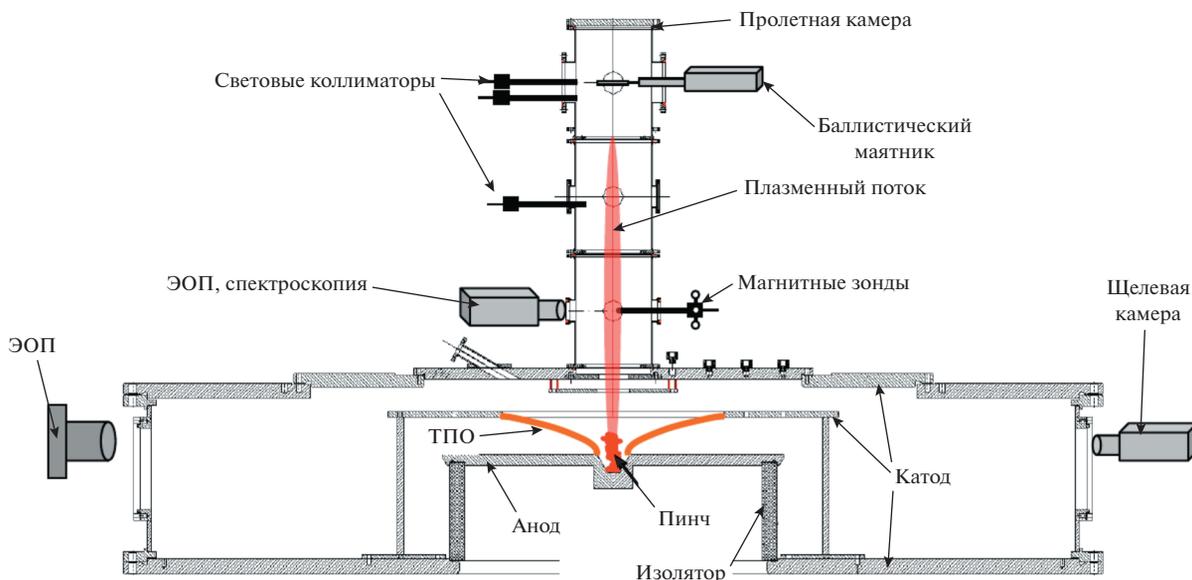


Рис. 1. Схема эксперимента: ТПО – токово-плазменная оболочка; ЭОП – электронно-оптический преобразователь.

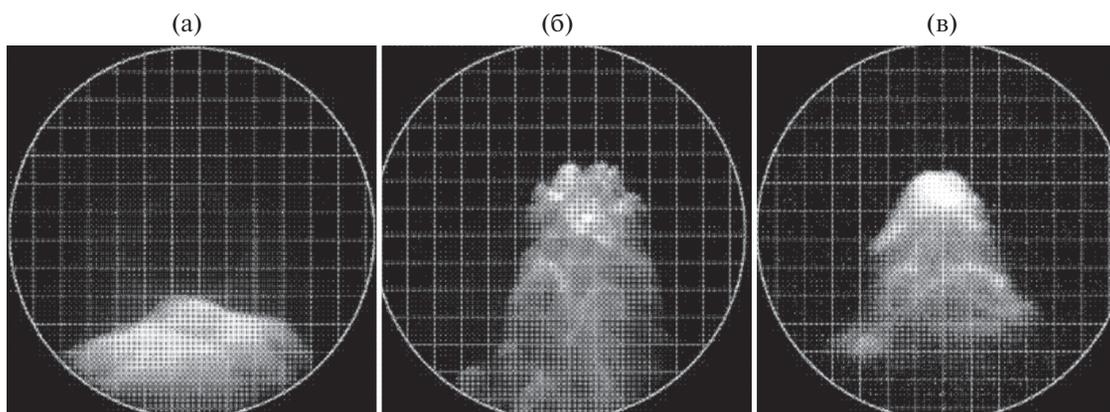


Рис. 2. Фотографии фронта плазменного потока согласно [14] на расстоянии $z = 35$ см от анода при разряде в водороде (а) и неоне (б), а также при разряде в неоне на расстоянии 65 см (в). Масштаб одной клетки равен 1 см.

$n_i \approx 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и температуру порядка $T \approx 5$ эВ. С помощью магнитозондового метода было показано [16], что плазменный поток распространяется с уже вмороженным магнитным полем, основным компонентом которого является тороидальный компонент с напряженностью $\sim 10^3$ Гс, а полоидальный, по крайней мере на некотором удалении от оси, на порядок меньше. Проведенные исследования также позволили изучить радиальное распределение тороидального поля. При $r > r_{\text{core}}$ поведение поля хорошо описывается зависимостью $B_\phi \sim 1/r$, а при $r < r_{\text{core}}$ получается $B_\phi \sim r$, что будет в дальнейшем использовано нами для численного моделирования.

2.2. Результаты экспериментов с гелием

В качестве основного диагностического метода в данной работе применена регистрация плазменного потока с помощью скоростной оптической камеры с щелевой разверткой К-008. Схема измерений приведена на рис. 3. Изображение плазменного потока через диагностическое окно с помощью оптической системы проецируется на торец упорядоченного световода, представляющего собой “сэндвич” из нескольких параллельных жил. Таким образом, каждая из жил передает на вход прибора изображение из определенной области наблюдения по высоте камеры. На входе прибора расположена щель шириной 0.1 мм, вырезающая из объекта узкую область вдоль диамет-

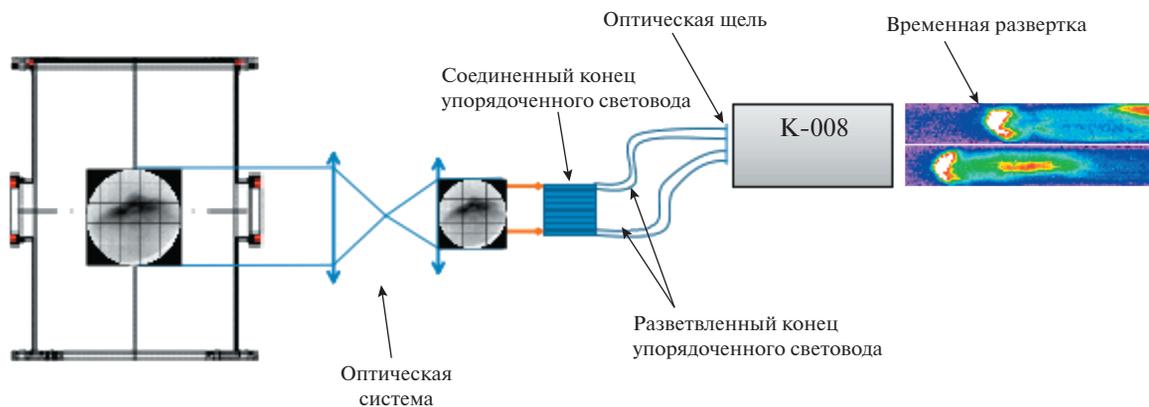


Рис. 3. Схема измерений скоростной оптической камерой с щелевой разверткой.

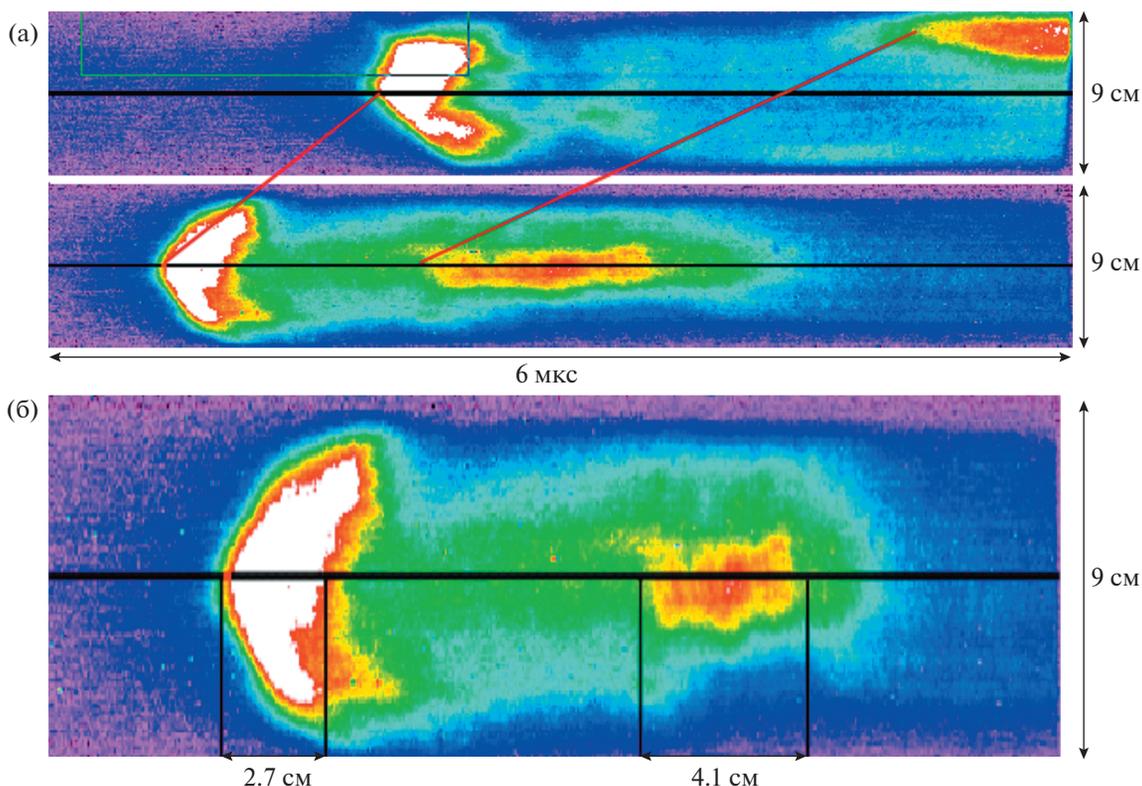


Рис. 4. Временная развертка изображения плазменного потока на высотах 30.5 и 39.5 см над уровнем анода (а) и преобразованное изображение развертки в пространственном масштабе (б). Полная длительность развертки 6 мкс, размер изображения вдоль диаметра камеры 9 см. Распространение потока справа налево.

ра камеры, которая затем электронно-оптическими методами разворачивается во времени. Пример такой развертки показан на рис. 3 и рис. 4а.

Прежде всего отметим, что на высоте ~ 30 см наблюдается компактный ярко излучающий объект диаметром ~ 5 – 6 см (диаметр пролетной камеры ~ 30 см) и длительностью всего ~ 0.5 мкс с ко-

ническим профилем, обусловленным, по-видимому, образованием ударной волны.

Как уже отмечалось в разделе 2.1, плазменные выбросы в плазмодиффузионном разряде образуются на стадии развития МГД (магнитогидродинамических) неустойчивостей, приводящих к развалу пинча. Характерное время этих процессов составляет порядка сотен наносекунд, поэтому на зна-

чительном удалении от места выброса плазменный поток воспринимается как единое образование со сложной структурой (см. рис. 2). В этом случае трудно выделить области с вакуумным следом. Организовать управляемым образом повторный выброс практически невозможно. Однако физика процессов в плазменном фокусе допускает повторное сжатие токовой оболочки и формирование нового пинча и, соответственно, генерацию повторного выброса. Пример такого повторного выброса показан на рис. 4а. Видно, что через ~ 1.6 мкс на развертке появляется еще один объект длительностью ~ 1.5 мкс.

По временной развертке можно измерить только длительность излучения. Грубо оценить продольные пространственные масштабы можно с помощью простого преобразования. По задержке появления объектов на верхней развертке относительно нижней можно оценить среднюю скорость потока на участке пролета. Так, для головного объекта эта скорость равна $\sim 7 \times 10^6$ см/с, а для второго сгустка раза в два меньше. Меньшая скорость второго сгустка обусловлена разными условиями формирования потока: повторное пинчевание обычно происходит при меньших величинах тока, меньшей скорости пинчевания и меньшей степени сжатия. Тогда в первом приближении длина сгустка будет равна произведению скорости сгустка на его длительность. Пример такого преобразования для нижней щели приведен на рис. 4б.

Прежде всего, обращает на себя внимание отсутствие ударной волны у второго сгустка, что объясняется, по-видимому, движением в вакуумном следе от первого потока. Нужно отметить также высокое аспектное отношение у второго сгустка (>2). Причем это оценка снизу, поскольку скорость потока в области нижней щели всегда выше из-за торможения потока на длине пролета.

3. ЗАКОНЫ МАСШТАБИРОВАНИЯ

В работе [1] впервые было показано, что две системы, описываемые уравнениями идеальной МГД, эволюционируют одинаково, если обладают схожей геометрией, и выполняются некоторые масштабные соотношения. Помимо этого обсуждены условия применимости идеальной МГД и показано, что они удовлетворяются с большим запасом как в ряде астрофизических объектов, так и в специально спроектированных экспериментах с мощными лазерами. Это позволяет проводить лабораторные эксперименты, результаты которых могут быть использованы для качественной интерпретации различных астрофизических замагниченных течений.

Уравнения идеальной МГД в общепринятых обозначениях имеют вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\operatorname{div} \rho \mathbf{v}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \frac{1}{4\pi\rho} [\mathbf{B} \times \operatorname{rot} \mathbf{B}], \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \operatorname{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\operatorname{div} \left(\mathbf{v} \left(e + p + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right) - \frac{\mathbf{B}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})}{4\pi} \right) + S, \quad (5)$$

$$p = (\gamma - 1) \left(e - \frac{\rho \mathbf{v}^2}{2} - \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right), \quad (6)$$

где $e = \rho e + \rho \mathbf{v}^2/2 + \mathbf{B}^2/8\pi$ — полная внутренняя энергия, S — сток энергии за счет излучения. Зная плотность и давление, температуру T можно найти из уравнения состояния идеального газа: $p = \rho RT/M$, где R — универсальная газовая постоянная, M — молярная масса. Можно видеть, что при $S = 0$, вводя некий пространственный масштаб L^* , в единицах которого можно измерять имеющиеся в задаче длины, можно перейти к безразмерным координатам $\mathbf{r}' = \mathbf{r}/L^*$. Далее можно обезразмерить фигурирующие в уравнениях идеальной МГД величины следующим образом:

$$\begin{aligned} \rho' &= \rho/\rho^*, & p' &= p/p^*, \\ \mathbf{v}' &= \sqrt{\rho^*/p^*} \mathbf{v}, & \mathbf{B}' &= \mathbf{B}/\sqrt{p^*}, \end{aligned} \quad (7)$$

где звездочкой обозначены масштабы исходных величин, а штрихом — уже безразмерные функции. Из уже имеющихся масштабных величин можно составить комбинацию с размерностью времени, с помощью которой можно перейти к безразмерному времени $t' = t\sqrt{p^*/\rho^*}/L^*$.

После указанных преобразований система уравнений идеальной МГД не изменится, но в ней будут фигурировать лишь безразмерные величины. Однако также имеются начальные условия, которые, вообще говоря, могут быть произвольными. В качестве масштабных факторов для скорости и магнитного поля выбираются комбинации из масштабных факторов давления и плотности, однако начальные значения не обязательно должны иметь такие же масштабы. Поэтому для начальных значений нужно записать:

$$\rho|_{t=0} = \rho^* f(\mathbf{r}/L^*), \quad p|_{t=0} = p^* g(\mathbf{r}/L^*), \quad (8)$$

$$\mathbf{v}|_{t=0} = v^* \mathbf{h}(\mathbf{r}/L^*), \quad \mathbf{B}|_{t=0} = B^* \mathbf{k}(\mathbf{r}/L^*). \quad (9)$$

Таблица 1. Выбранные масштабные параметры, соответствующие фоновой плазме

Среда	L^* , см	ρ^* , г/см ³	p^* , дин/см ²	t^* , с
Лабораторная	5	5.4×10^{-7}	1.3×10^5	10^{-5}
Астрофизическая	5×10^{15}	2×10^{-21}	4.9×10^{-10}	10^{10}

С учетом приведенных выше преобразований получают следующие начальные условия для уже безразмерных величин:

$$\rho|_{r'=0} = f(\mathbf{r}'), \quad p|_{r'=0} = g(\mathbf{r}'), \quad (10)$$

$$\mathbf{v}|_{r'=0} = Eu\mathbf{h}(\mathbf{r}'), \quad B|_{r'=0} = \sqrt{8\pi/\beta}\mathbf{k}(\mathbf{r}'), \quad (11)$$

где $Eu = v^* \sqrt{\rho^*/p^*}$ – число Эйлера, $\beta = 8\pi p^* / B^{*2}$ – отношение газокINETического давления плазмы к магнитному давлению.

Таким образом, если две какие-либо системы имеют одинаковые значения Eu и β , а также сходные начальные условия, описываемые функциями $f(\mathbf{r}')$, $g(\mathbf{r}')$, $\mathbf{h}(\mathbf{r}')$ и $\mathbf{k}(\mathbf{r}')$, то их эволюция будет происходить одинаковым образом. Зная поведение системы “1”, поведение системы “2” может быть восстановлено с помощью указанного масштабирования. Например, значение плотности системы “2” выражается через значение плотности системы “1” следующим образом:

$$\rho_2(\mathbf{r}, t) = \frac{\rho_2^*}{\rho_1^*} \rho_1 \left(\frac{L_2^*}{L_1^*} \mathbf{r}, \frac{t_2^*}{t_1^*} t \right). \quad (12)$$

Казалось бы, имея результаты моделирования лабораторных выбросов, достаточно применить описанные выше законы масштабирования и получить описание динамики распространения астрофизических выбросов. Однако эти законы не учитывают, возможно, разные излучательные характеристики обеих систем. Поэтому, прежде чем утверждать, что обнаруженный эффект образования вакуумного следа – области с низкой концентрацией, оставшейся позади пролетевшего сверхзвукового выброса, – имеет место быть в случае джетов молодых звезд, необходимо удостовериться, что поведение системы качественно не изменится при задании другого закона объемной скорости остывания S .

Исходя из данных лабораторных опытов и астрономических наблюдений были выбраны масштабные коэффициенты, отображенные в табл. 1. Плотности и давления брались соответствующими состоянию фоновой плазмы – гелиевой в лабораторной установке и с так называемым космическим обилием элементов [17] в астрофизическом случае.

Таблица 2. Отличные от нуля начальные условия при моделировании лабораторных и астрофизических выбросов

Параметр	Лабораторный	Астрофизический
R_{clot} , см	2	2×10^5
n , см ⁻³	выброс	1.8×10^{17}
	фон	6×10^{16}
T , эВ	выброс	6
	фон	1
B_ϕ^{max} , Гс	7×10^5	4.3×10^{-4}
$V_z^{(1)}$, км/с	55	55.55
$V_z^{(2)}$, км/с	45	45.45
t_{launch} , с	5×10^{-6}	5×10^9

4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

4.1. Моделирование лабораторных выбросов

Уравнения (1)–(6) решались с использованием нашей собственной программы с численной схемой годуновского типа в осесимметричной цилиндрической системе координат с использованием хорошо зарекомендовавшего себя солвера HLLD (Harten-Lax-van Leer Discontinuities) [18]. Радиационное охлаждение учитывалось посредством вычисления объемной скорости остывания плазмы как оптически тонкого тела $S = 2k\sigma T^4$, где σ – постоянная Стефана–Больцмана, k – коэффициент непрозрачности, рассчитанный в ЛТР (локальное термодинамическое равновесие) приближении с использованием атомных данных из TOPbase [19].

Для корректного сравнения результатов МГД моделирования с экспериментом был произведен расчет выходящего оптического излучения. Уравнение переноса излучения решалось для цилиндрической геометрии методом коротких характеристик вдоль лучей, перпендикулярных оси распространения выброса. Непрозрачность в линиях и континууме рассчитывалась в ЛТР приближении с использованием атомных данных NIST и TOPbase.

В начальный момент выбросы задавались как сферические сгустки плазмы с радиусом R_{clot} (см. табл. 2), погруженные в фоновую плазму меньшей плотности и температуры. Магнитное поле задавалось только тороидальное: оно растет линейно от нуля и до границы сгустка, а далее падает как r^{-1} . Такая конфигурация магнитного поля хотя и соответствует измерениям, проведенным на установке ПФ-3, однако не учитывает обратные токи замыкания и реальное направление вектора магнитной индукции. Но этого вполне достаточно для исследования совместного влия-

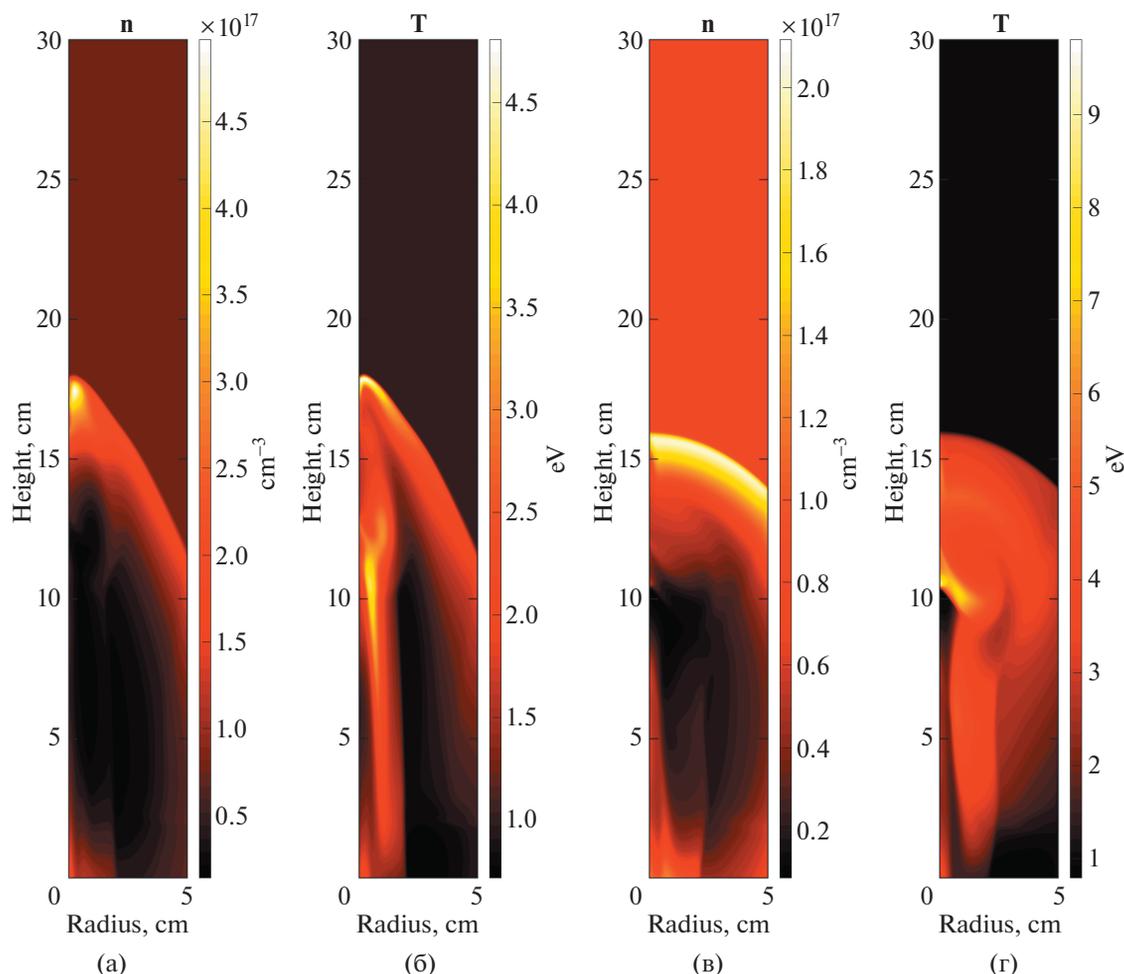


Рис. 5. Слева направо (а, б, в, г): распределение концентрации (а) и температуры (б) излучающей и не излучающей плазмы ((в) и (г) соответственно) в момент времени 4.46 мкс в случае лабораторной плазмы (рабочий газ – гелий).

ния азимутального поля, радиационного охлаждения и внешней среды, а также влияния образованного первым выбросом вакуумного следа на коллимированность последующего выброса. Учет полоидального магнитного поля представляет из себя более сложную задачу хотя бы из-за необходимости задания самосогласованной начальной конфигурации плазменного выброса. С другой стороны, в эксперименте, описанном в разделе 2.2, не производилась спектральная диагностика плазмы, поэтому значительная часть параметров осталась неизвестной. Из-за этого и из-за несогласованной начальной конфигурации токов не стояло цели детально воспроизвести результаты эксперимента численно, предполагалось лишь качественно изучить динамику вакуумного следа и получить схожую морфологию двух выбросов. Поэтому представленные в табл. 2 значения могут несколько отличаться от значений, которые были при эксперименте.

Всему плазменному выбросу придается продольная скорость, и он начинает распространять-

ся вдоль оси. По прошествии времени t_{launch} в том же самом месте появляется точно такой же выброс, однако имеющий немного меньшую скорость, что, по-видимому, имело место при проведении лабораторных экспериментов с гелием.

Для начала сравним динамику распространения одиночного выброса с учетом радиационного охлаждения и без него. Это поможет выяснить, насколько правомерно масштабирование систем с различным слагаемым S в выражении (5). Как можно видеть на рис. 5, динамика выбросов значительно различается. Из-за того, что плазма излучает, происходит уменьшение температуры и, соответственно, давления. Поэтому постепенно давление тороидального магнитного поля, сжимающего плазму, начинает доминировать. Благодаря такому сжатию на рис. 5а видно распространение компактного, относительно холодного, плазменного сгустка, в то время как на рис. 5в начальный выброс практически полностью распался, образовав грибовидную ударную волну. При этом стоит заметить, что в обоих случаях позади

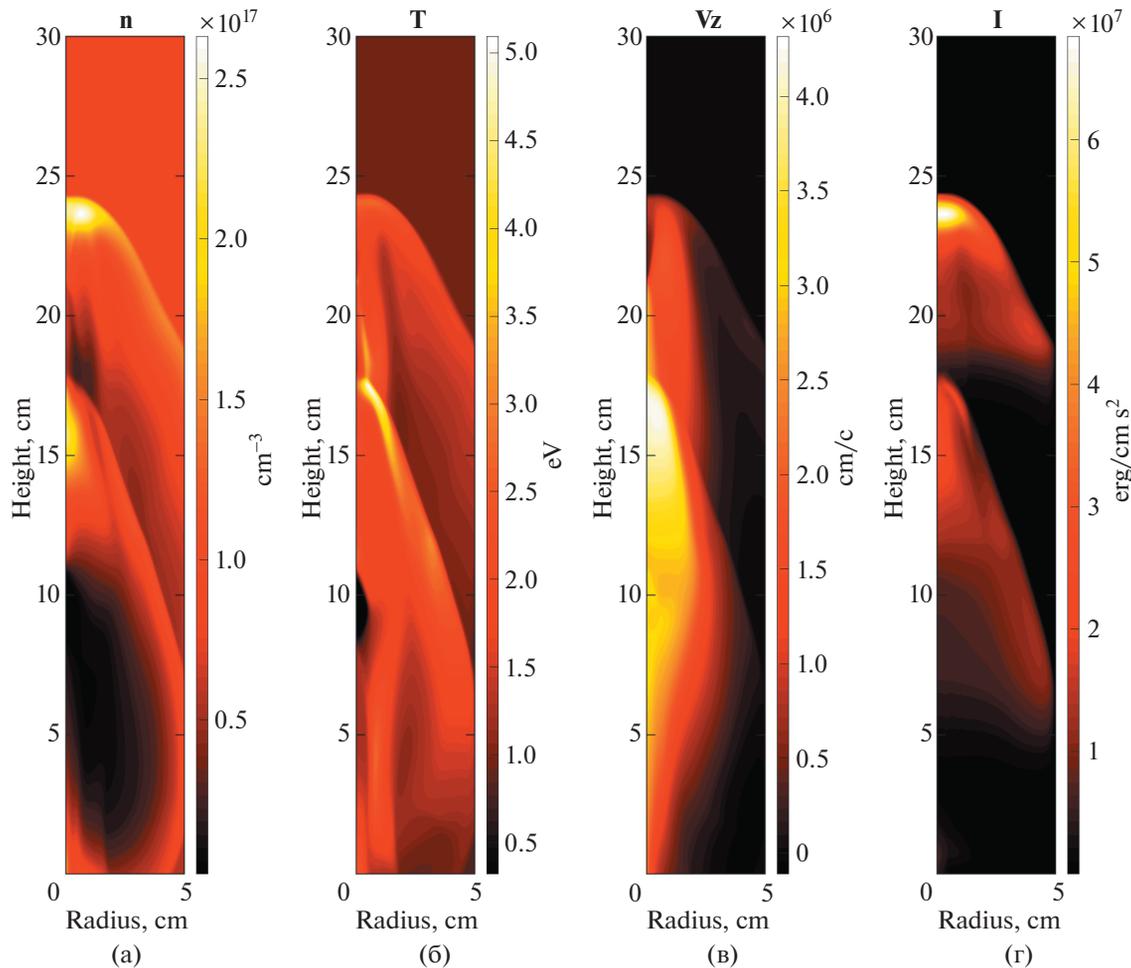


Рис. 6. Слева направо (а, б, в, г): распределение концентрации (а), температуры (б), продольной скорости (в) и интенсивности излучения (г) в момент времени 8.4 мкс в случае лабораторной плазмы (рабочий газ – гелий).

прошедшего выброса образуется полость с низкой концентрацией и повышенной температурой – тот самый вакуумный след. Таким образом, конкретный вид закона излучения S оказался не столь важным для исследуемого эффекта.

Обратимся к случаю последовательного испускания выбросов и сравним первый выброс, находящийся на расстоянии 16 см в момент $t = 4.46$ мкс (рис. 5а, б), со вторым, прилетевшим в эту же область в момент $t = 8.4$ мкс (рис. 6). Видно, что второй выброс, по сравнению с первым, более прижат к оси и образует ударную волну примерно в три раза менее плотную. Это происходит потому, что выброс, следующий за первым, оказывается в вакуумном следе и испытывает меньшее сопротивление со стороны окружающей среды. Как можно видеть на рис. 5б и рис. 6б, температура внутри вакуумного следа в несколько раз выше температуры фоновой плазмы. Следует отметить, что продольная скорость вещества, оставшегося в следе, повышена (рис. 6г), что

уменьшает ударное сжатие. Судя по рассчитанной интенсивности излучения в видимом диапазоне (рис. 6г), нам удалось удовлетворительно воспроизвести морфологию выбросов, наблюдающуюся в эксперименте (рис. 4).

Таким образом, о возникновении вакуумного следа позади сверхзвукового выброса и его влиянии на последующие выбросы свидетельствуют как лабораторные эксперименты, описанные в разделе 2.2, так и результаты численного моделирования для водорода, аргона, представленные в нашей предыдущей работе [12], и гелия, содержащиеся в настоящем разделе. Согласно масштабированным законам (9)–(12) и результатам моделирования распространения одиночного выброса с учетом радиационного охлаждения и без него, аналогичного поведения стоило бы ожидать и от выбросов, чьи параметры близки к астрофизическим. Проверим это, выбирая обезразмеривающие параметры согласно табл. 1.

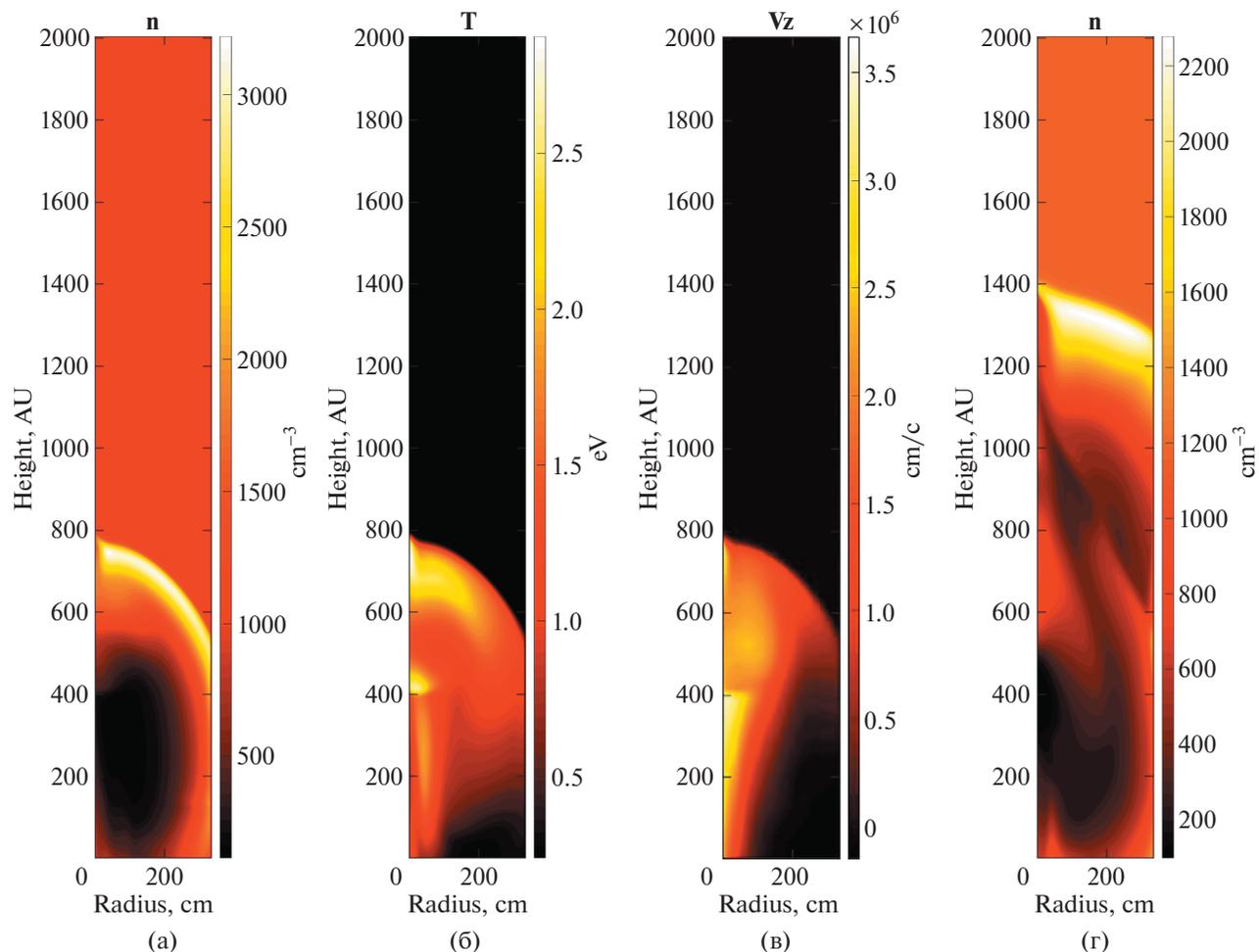


Рис. 7. Слева направо (а, б, в, г): распределение концентрации (а), температуры (б) и продольной скорости (в) в момент времени 78.01 лет и концентрации в момент времени 268.26 лет (г) в случае астрофизической плазмы.

4.2. Моделирование астрофизических выбросов

Описанная выше процедура моделирования была выполнена для астрофизических выбросов с начальными условиями, приведенными в табл. 2, которые соответствуют масштабированию по законам (9)–(12) согласно табл. 1. Однако объемная скорость остывания плазмы рассчитывалась как $S = n_e n_i \Lambda$, где n_e , n_i – объемные концентрации электронов и ионов соответственно, $\Lambda(T)$ – функция охлаждения, рассчитанная в пакете CHIANTI [20] в предположении о стандартном содержании химических элементов в веществе джета [17].

Результаты расчетов для астрофизических выбросов к моменту $t = 78.01$ лет (рис. 7а, б) свидетельствуют о том, что полученные распределения плотности и температуры плазмы значительно отличаются от таковых для лабораторной излучающей плазмы (рис. 6а, б), и структура головной ударной волны более походит на неизлучающую (рис. 5в, г). Это связано, очевидно, с более плохой

излучательной способностью астрофизической плазмы по сравнению с лабораторной. Видно, что практически все вещество разошлось по грибовидной ударной волне. Далее заметим, что позади выброса сформировался вакуумный след – область с пониженной концентрацией и повышенной температурой. Как и в лабораторных условиях, в вакуумном следе высока продольная скорость плазмы.

В момент $t = 268.26$ лет, что соответствует 8.4 мкс для лабораторных условий, оба выброса успели распространиться на значительные расстояния (рис. 7г). При этом второй выброс, находясь на месте первого, демонстрирует гораздо большую коллимированность – он образует крайне слабую ударную волну и сильно прижат к оси. Это связано с распространением выброса в области с низкой концентрацией и повышенной температурой, которая к тому же обладает значительной продольной скоростью. Таким образом, эффект образования вакуумного следа и его влияния на последующий выброс хорошо масштаби-

руется от лабораторных к астрофизическим условиям, несмотря на различные законы радиационного охлаждения.

5. БАЛАНС СИЛ НА УДАРНОЙ ВОЛНЕ

Проанализируем силы, действующие на фронте ударной волны джета, набегающего на внешнюю среду, имеющую только продольную скорость, что достаточно хорошо согласуется с нашими расчетами. Для простоты ограничимся лишь гидродинамическим случаем. В осесимметричном случае форма такого фронта есть фигура вращения, описываемая некоей функцией $z = f(r)$ (рис. 8), нормаль к которой есть $\mathbf{n} = \{-f', 0, 1\}$, где штрих обозначает производную. Обозначим величины, относящиеся к джету индексом "1", а к внешней среде индексом "2". Скорость вещества джета перед ударной волной обозначим как $\mathbf{v}_1 = \{0, 0, w\}$, скорость самого ударного фронта обозначим так: $\mathbf{U}\{C, 0, D\}$.

Поток вещества на поверхности разрыва должен быть непрерывен, поэтому имеем: $[\rho(\mathbf{v} - \mathbf{U}) \cdot \mathbf{n}] = 0$, где квадратными скобками обозначена разность величин по обе стороны ударной волны. Отсюда имеем:

$$(\rho_1 - \rho_2)(f' C - D) = \rho_2 w + \rho_1(f' u - v). \quad (13)$$

Далее, должны уравниваться силы, с которыми оба газа действуют друг на друга, т.е. должен быть непрерывен поток импульса через ударную волну: $[\Pi_{ik} n_k] = 0$, где $\Pi_{ik} = \rho(v_i - U_i)(v_k - U_k) + p\delta_{ik}$. С учетом (13) r и z проекции имеют вид:

$$(p_1 - p_2)f' = \rho_2 u(w + f' C - D), \quad (14)$$

$$(p_1 - p_2) = \rho_2(w - v)(w + f' C - D). \quad (15)$$

Из этих соотношений сразу следует:

$$f' = \frac{u}{w - v}. \quad (16)$$

Подставляя (16) в (13), (14) (или в (13), (15)), приходим к хорошо известному соотношению [21]:

$$\rho_1 \rho_2 (u^2 + (v - w)^2) = (\rho_1 - \rho_2)(p_1 - p_2). \quad (17)$$

Из (16), (17) получаем следующее соотношение:

$$f' = -\sqrt{1 - \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 \rho_2} \frac{p_1 - p_2}{(v - w)^2}}, \quad (18)$$

где знак минус перед корнем был выбран для соответствия формы фигуры грибовидной ударной волне.

Из (18) видно, что уменьшение плотности или деления внешней среды приводит к уменьшению величины под корнем, а значит к более крутому по-

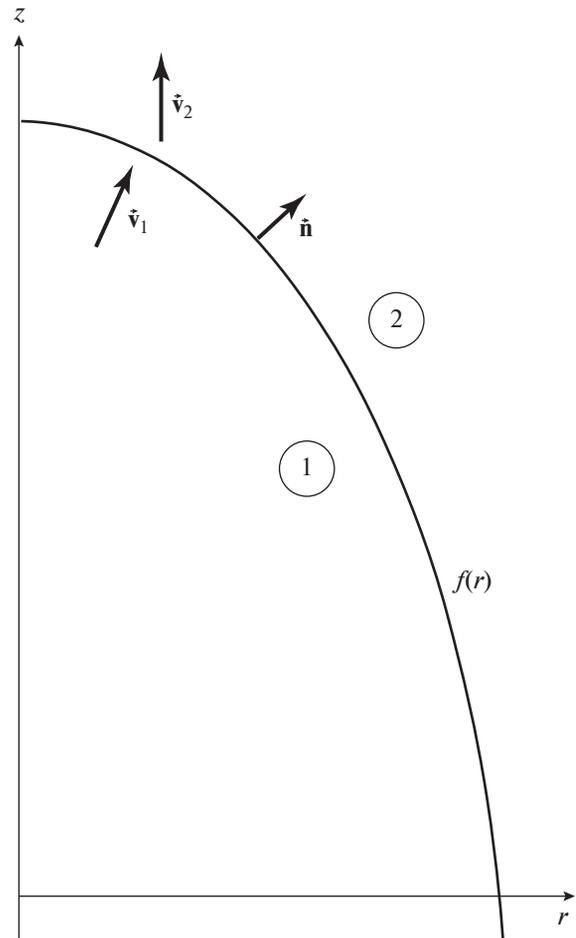


Рис. 8. Схематический рисунок фронта ударной волны, описываемого функцией $z = f(r)$.

ведению функции $f(r)$. К этому же приводит увеличение продольной скорости внешней среды w . То есть уменьшение плотности и давления, а так же увеличение продольной скорости внешней среды делают ударную волну более поджатой поперечно, т.е. увеличивают коллимированность выброса.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты моделирования, проведенные в нашей предыдущей работе [12], предсказали образование вакуумного следа вслед за прохождением первого выброса и его критическое влияние на коллимированность последующих в случае, если рабочим газом в лабораторной установке является аргон. Последовавшие опыты с гелием в качестве рабочего газа подтвердили этот эффект, что отражено в разделе 2.2. С помощью численной моделирования, на этот раз уже с гелиевой плазмой, удалось воссоздать морфологию выбросов, наблюдавшуюся в экспериментах, и получить пространственные распределения основных величин (рис. 6).

Используя масштабирующие законы (9)–(12), были выбраны параметры, соответствующие астрофизическим (табл. 1, 2). Получившиеся значения не вполне соответствуют обычным космическим условиям. А именно, отношение плотностей выброса и окружающей среды в астрофизических условиях значительно превышает таковую в лабораторных. Помимо этого, лабораторная и астрофизическая плазма теряют энергию благодаря излучению по разным законам. Для параметров, близких к наблюдаемым у объекта HH 229, численное моделирование последовательных выбросов нами уже производилось [12], и эффект, связанный с вакуумным следом, был подтвержден. Чтобы узнать, насколько обнаруженный в лаборатории эффект применим для астрофизики, было произведено численное моделирование с полученными в результате масштабирования параметрами. Его результаты свидетельствуют об образовании вакуумного следа и о коллимированности плазменного выброса, следующего по нему (рис. 7).

Проведенные расчеты с различными параметрами и простые оценки скачков величин на ударной волне заставляют думать, что эффект образования вакуумного следа и его влияние на последующие выбросы весьма универсален. Можно выделить две основные характеристики вакуумного следа, благодаря которым распространяющиеся в нем плазменные выбросы остаются коллимированными:

- низкая концентрация, благодаря чему выбросы испытывают меньшее сопротивление;
- значительная продольная скорость, из-за которой уменьшается относительная скорость среды и набегающего потока.

Таким образом, эксперименты на установке ПФ-3 продемонстрировали возможность воспроизведения отдельных астрофизических эффектов, происходящих вдали от центрального объекта. Благодаря этому становится возможным изучать в лаборатории вопросы, связанные с внутренней структурой астрофизических выбросов, и делать обоснованные выводы об их устойчивости.

Изучение возможности образования вакуумного следа в астрофизических условиях требует дальнейшего, более точного теоретического исследования, учитывающего причины образования джетов. По крайней мере, как было показано в настоящей работе, есть основания полагать возможным образование вакуумного следа в выбросах молодых звезд.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работы на лабораторной установке ПФ-3 выполнены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-29-21006). Работа по

численному моделированию поддержана Российским научным фондом (проект № 20-11-20165).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность В.С. Бескину и С.А. Ламзину за полезные обсуждения, а также В.В. Мялтоу и А. М. Харрасову за помощь в проведении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. Ryutov, R. P. Drake, J. Kane, E. Liang, B. A. Remington, and W. M. Wood-Vasey*, *Astrophys. J.* **518**, 821 (1999).
2. *D. D. Ryutov and B. A. Remington*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**, 407 (2002).
3. *S. V. Lebedev, A. Ciardi, D. J. Ampleford, S. N. Bland, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **361**, 97 (2005).
4. *S. C. Hsu and P. M. Bellan*, *Phys. Plasmas* **12**, id. 032103 (2005), arXiv:physics/0411089 [physics.plasm-ph].
5. *R. F. Coker, B. H. Wilde, J. M. Foster, B. E. Blue, et al.*, *Astrophys. Space Sci.* **307**, 57 (2007).
6. *B. Albertazzi, A. Ciardi, M. Nakatsutsumi, T. Vinci, et al.*, *Science* **346**, 325 (2014).
7. *В. С. Беляев, Г. С. Бисноватый-Коган, А. И. Громов, Б. В. Загреев, А. В. Лобанов, А. П. Матафонов, С. Г. Моусеенко, О. Д. Торопина*, *Астрон. журн.* **95**, 171 (2018).
8. *P. Hartigan, J. A. Morse, B. Reipurth, S. Heathcote, and J. Bally*, *Astrophys. J.* **559**, L157 (2001).
9. *G. H. Herbig*, *Astrophys. J.* **111**, 11 (1950).
10. *К. Н. Митрофанов, В. И. Крауз, В. В. Мялтон, Е. П. Велихов, В. П. Виноградов, Ю. В. Виноградова*, *ЖЭТФ* **146**, 1035 (2014).
11. *V. I. Krauz, V. S. Beskin, and E. P. Velikhov*, *Intern. J. Modern Physics D* **27**, id. 1844009 (2018).
12. *I. Kalashnikov, P. Chardonnet, V. Chechetkin, A. Dodin, and V. Krauz*, *Phys. Plasmas* **25**(6), id. 062901 (2018).
13. *N. V. Filippov, T. I. Filippova, and V. P. Vinogradov*, *Nuclear Fusion Suppl.* **2**, 577 (1962).
14. *В. С. Бескин, Я. Н. Истомина, А. М. Киселев, В. И. Крауз, и др.*, *Изв. ВУЗов. Радиофизика* **59**, 1004 (2016).
15. *С. С. Ананьев, С. А. Данько, В. В. Мялтон, А. И. Жужунашвили, Ю. Г. Калинин, В. И. Крауз, М. С. Ладыгина, А. К. Марченко*, *Физика плазмы* **42**, 282 (2016).
16. *К. Н. Митрофанов, В. И. Крауз, В. В. Мялтон, В. П. Виноградов, А. М. Харрасов, Ю. В. Виноградова*, *Астрон. журн.* **94**(2), 152 (2017).
17. *M. Asplund, N. Grevesse, A. J. Sauval, and P. Scott*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **47**(1), 481 (2009), arXiv:0909.0948 [astro-ph.SR].
18. *T. Miyoshi and K. Kusano*, *J. Comput. Phys.* **208**, 315 (2005).
19. *W. Cunto and C. Mendoza*, *Revista Mexicana Astron. Astrof.* **23**, 107 (1992).
20. *K. P. Dere, E. Landi, H. E. Mason, B. C. Monsignori Fossi, and P. R. Young*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **125**, 149 (1997).
21. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, *Теоретическая физика: учебное пособие в 10 т., VI. Гидродинамика* (М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986).

УДК 524.5

ЭТИНИЛ ВОКРУГ ОБЛАСТЕЙ НП S255 И S257¹

© 2021 г. А. И. Буслаева^a, М. С. Кирсанова^{a, *}, А. Ф. Пунанова^b

^a Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

^b Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

*E-mail: kirsanova@inasan.ru

Поступила в редакцию 05.07.2020 г.

После доработки 13.01.2021 г.

Принята к публикации 29.01.2021 г.

Представлены результаты наблюдений линий излучения этинила (C_2H) в направлениях на области НП S255 и S257 и молекулярное облако между ними. Получены радиальные профили яркости линий, лучевой концентрации и обилия молекул C_2H . Показано, что в направлениях на области НП радиальный профиль обилия этинила имеет практически плоскую форму, но падает в направлении молекулярного облака, примерно в пять раз. Вместе с тем обнаружено, что обилие этинила максимально в направлении на точечные источники в молекулярном облаке — звезды с эмиссионными линиями или рентгеновским излучением. Профили линий согласуются с предположением о наличии у обеих областей НП передней и задней нейтральных стенок, которые движутся друг относительно друга.

DOI: 10.31857/S0004629921060025

1. ВВЕДЕНИЕ

На протяжении вот уже 80 лет в межзвездной среде обнаруживаются все новые и новые молекулы [1]. К настоящему времени в плотных и диффузных молекулярных облаках открыто более 200 химических соединений, не считая атомов разной степени ионизации в областях НП (см., напр., список молекул на сайте Кельнской базы данных для молекулярной спектроскопии CDMS² [2], см. также [3]). Путем последовательных присоединений отдельных атомов и радикалов в газовой фазе и на поверхностях пылинок образуются сложные органические молекулы, например метанол (CH_3OH), этиленгликоль ($(CH_2OH)_2$) и многие другие [1]. Важно, что так называемая восходящая ветвь (bottom-up) межзвездной химии требует протекания реакций на поверхности межзвездных пылинок, служащих зачастую катализатором реакций. На периферии областей НП, в фотодиссоциационных областях (ФДО), где физические и химические процессы в межзвездном веществе обуславливаются поглощением ультрафиолетового излучения с энергией меньше потенциала ионизации водорода (УФ, от 4 до 13.6 эВ), происходит обратный процесс —

разрушение длинных углеродных цепочек, так называемая нисходящая ветвь межзвездной химии (top-down [4, 5]). Важно отметить, что основные звенья — молекулы и радикалы — в восходящей и нисходящей ветвях межзвездной химии разные [1]. В то время как начальные стадии восходящей ветви достаточно хорошо изучены (напр., цепочка образования метанола из молекулы CO на пыли [6]), отправная точка нисходящей ветви и ее основные звенья неизвестны, кроме подтвержденного образования фуллеренов [7] как продукта фотодиссоциации полициклических ароматических углеводородов (ПАУ). Считается, однако, что нисходящая ветвь тесно связана с воздействием УФ-излучения на ПАУ, углеводородные пылинки и длинные углеродные цепочки, образованные в атмосферах красных гигантов [8–10].

Разрушение ПАУ под действием УФ-излучения [11, 12] может стать причиной интересных особенностей молекулярного состава газа в ФДО. Например, в работе [8] было обнаружено высокое содержание малоатомных углеводородов C_2H , $c-C_3H_2$, C_4H в направлении на освещенный край туманности Конская Голова. J. Rety и др. не смогли объяснить образование углеводородов при $A_V = 0.1$ с использованием модели ФДО и высказали предположение об образовании малоатомных углеводородов в результате фоторазрушения ПАУ. В более поздней работе [13] была предпринята еще одна попытка моделирования углеводоро-

¹ Работа основана на наблюдениях, проведенных с помощью телескопа IRAM 30 m по проекту 027-18. IRAM поддержан INSU/CNRS (Франция), MPG (Германия) и IGN (Испания).

² <https://cdms.astro.uni-koeln.de/classic/molecules>

родов в туманности Конская Голова с учетом пребывания газа и пыли в ФДО на стадии темного облака перед началом облучения ультрафиолетом звезды σ Ориона. R. Le Gal и др. удалось объяснить распределение обилия молекул везде, кроме освещенного края Конской Головы. В работе [9] сообщается об избытке содержания ионов $I-C_3H^+$ в направлении на освещенный край Конской Головы по сравнению с результатами астрохимического моделирования.

Интересно, что Конская Голова остается единственной ФДО, где обилие малоатомных углеводородов не было объяснено существующими астрохимическими моделями. В ФДО Барьер Ориона (Orion Bar PDR) вблизи туманности Ориона высокое обилие малоатомных углеводородов было объяснено с помощью высокотемпературных химических реакций с участием возбужденных молекул водорода [14, 15]. В работе [16] также не было обнаружено расхождений между наблюдаемыми обилиями C_2H и результатами астрохимического моделирования в ФДО М8. В недавней теоретической работе [17] было показано, что в Барьере Ориона в результате фоторазрушения ПАУ происходит эффективное образование C_2H из молекул ацетилена (C_2H_2), а в Конской Голове этот процесс практически незначим по сравнению с газофазными цепочками образования C_2H , берущими начало от ионизованного углерода C^+ . Данные экспериментов относительно эффективности образования ацетилена в результате фоторазрушения ПАУ противоречивы. Н.В. Jochims и др., J. Zhen и др., С. Joblin и др. в своих работах считают, что продуктами фоторазрушения ПАУ являются атомы С, Н, а также молекулы H_2 (см., напр., [18–20]).

На снимках, полученных в инфракрасном диапазоне космическими телескопами, области НП выглядят кольцевыми туманностями – проекциями сферических оболочек либо кольцевых структур на картинную плоскость [21–23]. Несмотря на то что на сегодняшний день каталогизировано несколько тысяч инфракрасных кольцевых туманностей, вокруг областей НП [24, 25] хорошо изученных ФДО не больше десяти. Налицо недостаток статистических данных об особенностях распределения частиц ПАУ по размерам и о содержании углеводородов в ФДО. Причем для сравнения с результатами теоретического моделирования необходимы прежде всего профили обилия молекул, построенные от источника ионизации в глубь молекулярного облака.

Цель этой работы – построить радиальный профиль обилия молекул C_2H в областях НП Sh2-255 и Sh2-257 [26] (далее S255 и S257) из комплекса S254–S258 [27]. Весь комплекс находится на расстоянии ≈ 1.78 кпк [28] от Солнца. Между эти-

ми областями НП зажато молекулярное облако [29, 30] (см. рис. 1). Ионизирующие звезды этих областей НП LS 19 (S255) и HD 253327 (S257) имеют спектральные классы B0V [31] и B0.5V [30], соответственно. Физический размер обеих областей НП около 1.3 пк. Окрестности S255 и S257 являются областями активного звездообразования (см., напр., [27, 32–34]).

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Чтобы построить профиль обилия C_2H в областях НП S255 и S257, мы провели точечные наблюдения вдоль прямых, соединяющих инфракрасный источник S255 IRS1, который находится в молекулярном облаке между областями НП (J2000 $\alpha = 06^h12^m54^s$, $\delta = 17^\circ59'23''$) с ионизирующими звездами каждой из областей НП: LS 19 (J2000 $\alpha = 06^h13^m04.2^s$, $\delta = 17^\circ58'41.5''$) и HD 253327 (J2000 $\alpha = 06^h12^m44.2^s$, $\delta = 17^\circ59'14.3''$) (см. рис. 1). Наблюдения были проведены 19–21 августа 2018 г. на телескопе IRAM 30 m с помощью приемника EMIR 090 и спектрографа FTS 50 в режиме полной мощности. В режиме частотной модуляции мы проверили, что в OFF-позиции (J2000 $\alpha = 06^h12^m54.0^s$, $\delta = 18^\circ09'23.0''$) отсутствует излучение интересующих нас линий.

Размер диаграммы направленности на частоте 87.4 ГГц составил $28''$, наблюдения проводились вдоль направлений, соединяющих S255 IRS1 и ионизирующие звезды, с шагом $14''$. Спектральное разрешение составило 50 кГц, что на частоте 87.4 ГГц соответствует 0.17 км/с. Наблюдения проводились в удовлетворительных погодных условиях, количество осаждаемого водяного пара $pwv = 7\text{--}13$ мм. Шумовая температура системы была на уровне 100 К. Шкала интенсивности была переведена в единицы температуры основного лепестка диаграммы направленности (T_{mb}) с учетом эффективности антенны $F_{eff} = 0.95$, $B_{eff} = 0.81^3$. Время накопления сигнала в каждой точке было 7.7 мин, что позволило достичь чувствительности 0.05 К в единицах T_{mb} .

Обработка и анализ спектров (учет эффективности антенны, вычитание базовой линии, аппроксимация профилей функцией Гаусса) были проведены с помощью пакета CLASS/GILDAS⁴.

3. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Чтобы определить обилие C_2H , мы использовали данные о лучевой концентрации вещества, выраженной в числе молекул водорода на луче

³ <http://www.iram.es/IRAMES/mainWiki/Iram30mEfficiencies>

⁴ Continuum and Line Analysis Single-Dish Software <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

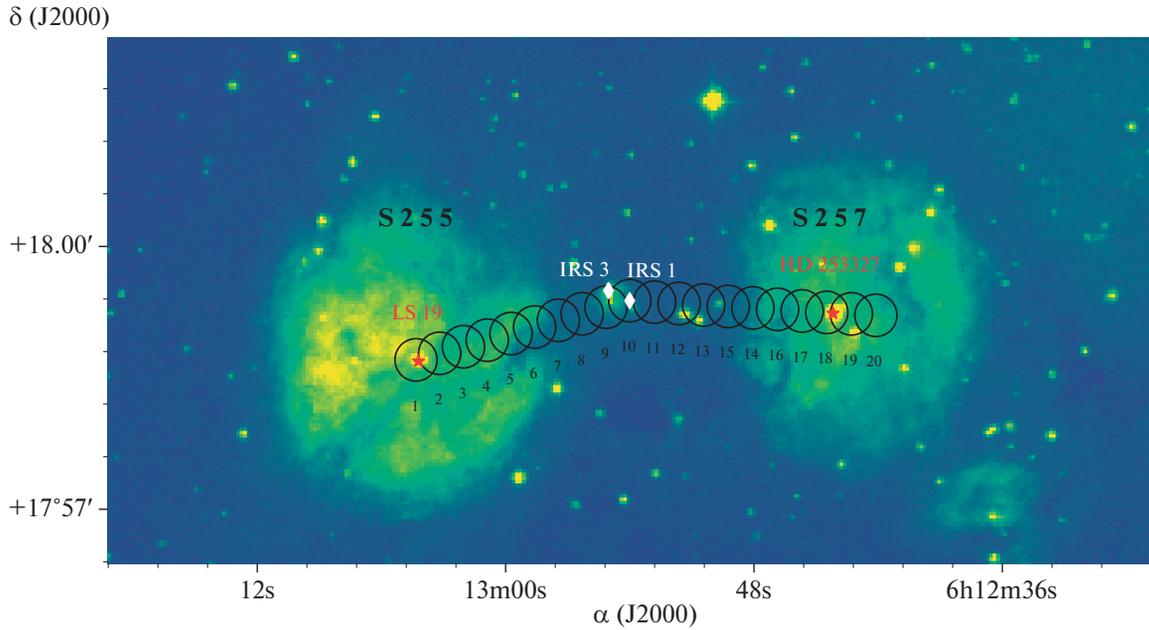


Рис. 1. Оптическое изображение областей НП S255 и S257 из обзора DSS, фильтр POSS2 Red. Позиции, в которых проводились наблюдения, показаны пустыми кружками, размер которых соответствует диаграмме направленности телескопа на частоте 87 ГГц (28"). Ионизирующие звезды областей НП показаны красными символами. Белыми символами показаны ИК-источники S255 IRS1 и S255 IRS3.

зрения (N_{H_2}) и температуре пыли (T_{dust}), полученные в результате обработки данных с телескопа *Herschel* в проекте Hi-GAL [35]. Алгоритм обработки представлен в работе [36] и применен к объектам из обзора Hi-GAL в работе [37], сами данные взяты из открытых источников⁵. Угловое разрешение файлов с пространственным распределением N_{H_2} и T_{dust} составило 12".

4. АНАЛИЗ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

Перед тем как определять лучевую концентрацию этинила, мы убедились, что соотношение между яркостными температурами сверхтонких компонентов соответствует оптически-тонкому излучению. Для этого мы проверили отношение наиболее ярких компонент на частотах 87328.624 МГц к 87316.925 МГц и убедились, что в наблюдаемых позициях оно лежит в пределах 0.48–0.52, что близко к теоретическому 0.50. Анализ отношения интенсивностей между линиями мультиплета с помощью процедуры *hfs* (она предполагает равенство ширин всех линий в мультиплете) в пакете CLASS показал, что процедура аппроксимации не сходится. Вероятно, это происходит из-за несимметричных профилей линий (см. ниже).

⁵ <http://www.astro.cardiff.ac.uk/research/ViaLactea/>

Для определения лучевой концентрации молекулы C_2H ($N_{\text{C}_2\text{H}}$, [см⁻²]) мы использовали предположение об ЛТР и условие оптически-тонкого излучения в линиях, при которых справедливо выражение (1). Кроме того, мы использовали условие Релея–Джинса $h\nu \ll kT$, которое удовлетворяется при наблюдениях молекулярных облаков на 3 мм. Температура фонового излучения ($T_{\text{bg}} = 2.73$ К) не учитывалась, так как ее значение пренебрежимо мало. Таким образом, лучевая концентрация определяется по следующей формуле:

$$N_{\text{C}_2\text{H}} = \frac{8\pi\nu_{ul}^2 k Q}{A_{ul} h c^3 g_u f} \exp\left(\frac{E_u}{kT_{\text{ex}}}\right) W_{\text{C}_2\text{H}}, \quad (1)$$

где ν_{ul} – средневзвешенная частота перехода $u \rightarrow l$, [Гц], которая рассчитывается с учетом силы линии каждой сверхтонкой компоненты, (см. табл. 1); A_{ul} – коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения, [1/с]; g_u – статистический вес уровня; Q – статистическая сумма; E_u – энергия верхнего уровня, [эрг]; k – постоянная Больцмана, [эрг/К]; h – постоянная Планка, [эрг с]; c – скорость света, [см/с]; T_{ex} – температура возбуждения верхнего уровня данного перехода, [К]; $W_{\text{C}_2\text{H}}$ – интегральная интенсивность спектральной линии, [К см/с]; f – коэффициент заполнения диаграммы направленности телескопа.

Таблица 1. Параметры сверхтонких компонент перехода $1 \rightarrow 0$ молекулы C_2H в соответствии с CDMS

Переход	Частота, МГц	$E_{u/k}$, К	g_u	S_{ul}
$1_{3/2,1}-0_{1/2,1}$	87284.156	4.2	3	0.17
$1_{3/2,2}-0_{1/2,1}$	87316.925	4.2	5	1.66
$1_{3/2,1}-0_{1/2,0}$	87328.624	4.2	3	0.83
$1_{1/2,1}-0_{1/2,1}$	87402.004	4.2	3	0.83
$1_{1/2,0}-0_{1/2,1}$	87407.165	4.2	1	0.33
$1_{1/2,1}-0_{1/2,0}$	87446.512	4.2	3	0.17

Коэффициент Эйнштейна A_{ul} для всего перехода в общем виде определяется по формуле (2):

$$A_{ul} = \frac{64\pi^4}{3hc^3} \nu_{ul}^3 \frac{S_{ul}}{g_u} \mu^2, \quad (2)$$

где $S_{ul} = 1$ – сила перехода в нашем случае, так как мы ведем расчет лучевой концентрации по интегральной интенсивности всего мультиплета; $\mu = 7.7 \times 10^{-19}$ ед. СГС [или 0.77 Дебай] – дипольный момент молекулы.

После подстановки формулы (2) в (1) выражение для расчёта лучевой концентрации N_{C_2H} примет следующий вид:

$$N_{C_2H} = \frac{3k}{8\pi^3 \nu_{ul} \mu^2} \frac{Q}{f} \exp\left(\frac{E_u}{kT_{ex}}\right) W_{C_2H}. \quad (3)$$

Все параметры формулы (3), за исключением произведения $Q \exp(E_u/kT_{ex}) W_{C_2H}$, определяются только типом перехода и строением молекулы.

W_{C_2H} определяется из наблюдений, а величина Q зависит от температуры возбуждения T_{ex} . Для каждой наблюдавшейся позиции мы рассчитали Q исходя из принятого значения T_{ex} по формуле для линейных молекул:

$$Q = \frac{kT_{ex}}{hB_0} + \frac{1}{3}, \quad (4)$$

где $B_0 = 43674.534 \times 10^6$ 1/с – вращательная постоянная молекулы, [1/с].

В качестве температуры возбуждения T_{ex} мы взяли температуру пыли T_{dust} . Для этого на карте распределения температуры пыли были выбраны области диаметром $28''$, центры которых соответствуют позициям, в которых проводились наблюдения (см. рис. 1), и проведено усреднение температуры пыли по размеру позиции. В качестве ошибок определения T_{ex} (и N_{H_2} , см. ниже) мы использовали среднеквадратичные отклонения от среднего значения. О возможном несоответствии температуры пыли и температуры возбуждения перехода $C_2H(1-0)$ мы рассуждаем ниже.

Обилие молекул (x_{C_2H}) определялось относительно лучевой концентрации ядер водорода на луче зрения по формуле (5):

$$x_{C_2H} = \frac{N_{C_2H}}{2N_{H_2}}. \quad (5)$$

Значения интегральной интенсивности W_{C_2H} были определены как интеграл яркостной температуры T_{mb} по скорости в ходе анализа спектров излучения молекулы с помощью программы CLASS. Описание полученных результатов приведено в следующем разделе.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

По результатам наблюдений в двадцати исследуемых позициях, на спектрах задетектированы шесть сверхтонких компонент перехода $1 \rightarrow 0$ этинила. Спектр всей сверхтонкой структуры в позиции 10 показан на рис. 2, а четыре наиболее ярких сверхтонких компонента во всех позициях – на рис. 3. Наиболее яркие линии обнаружены в позициях 8–12, в направлении на молекулярное облако. В направлении на ионизирующую звезду LS 19 в S255 сверхтонкие компоненты на частотах $\nu = 87284.156$ МГц и $\nu = 87446.512$ МГц определяются слабо (позиция 1), в направлении на HD 253327 (позиция 18) видны лишь наиболее яркие компоненты сверхтонкой структуры. Параметры линий излучения этинила приведены в табл. 2. Профили линий асимметричны, отличаются от Гауссовых большей интенсивностью с красной стороны (см., напр., спектры в позициях 2–4 и 13 вблизи направлений на ионизирующие звезды), наблюдаются и плоские профили линий (например, позиции 3 и 14). Формы профилей сверхтонких компонент могут быть разными в одной и той же позиции. В центральных позициях 8–12 профили линий симметричны. Ширина линий в направлениях вблизи ионизирующих звезд ($\Delta v = 3.5 \pm 0.17$ км/с в позиции 1; $\Delta v = 5.12 \pm 0.71$ км/с в позиции 18) в 1.5–2 раза выше, чем ширина линий в направлении на молекулярное облако ($\Delta v = 2.37 \pm 0.17$ км/с в позиции 10). Видно, что пик линии в направлении на молекулярное облако ($v = 7.31$ км/с) приходится на провал между пиками в направлениях на ионизирующие звезды (например в позициях 2, 3, 5, 14, 17 и 18, пики на скоростях ≈ 5.5 и 8.2 км/с). Расстояние между пиками в позициях, где профили двухпиковые, равно примерно 1–1.5 км/с. Отметим, что такая разница в скоростях соответствует характерной скорости расширения сферически-симметричных областей НII (см., напр., [39, 40]). Все это указывает на присутствие нескольких кинематических компонент на луче зрения вблизи ионизирующих звезд. По-видимому, это передняя и задняя моле-

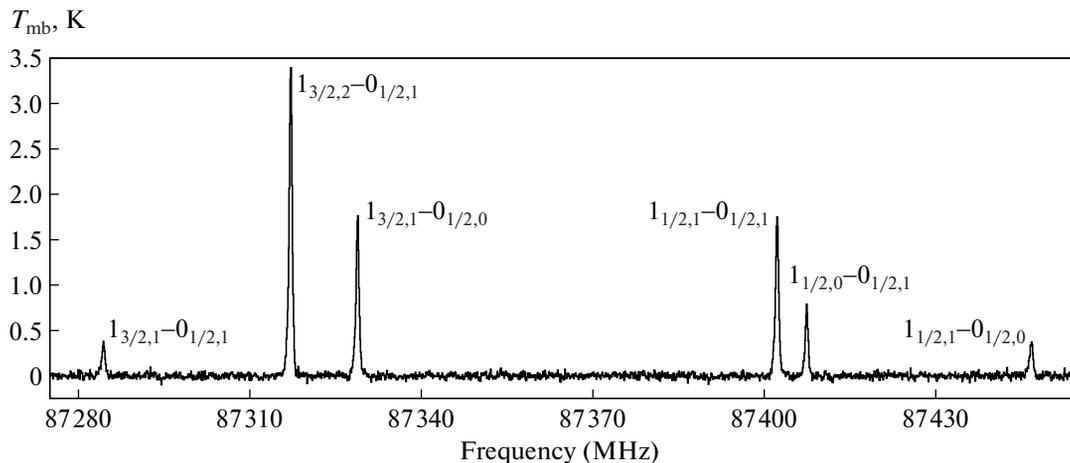


Рис. 2. Спектр излучения молекулы C_2H при переходе $1 \rightarrow 0$ в шкале температуры основного лепестка для позиции 10.

кулярные стенки областей НП, которые вносят вклад в образование бленды близких по скорости компонентов. Примеры диаграмм “позиция—скорость” для расширяющихся оболочек вокруг комплексов звездообразования с несколькими областями НП могут быть найдены в работах [41, 42]. Несмотря на количественную разницу между характерными скоростями расширения комплексов звездообразования и областями НП вокруг одиночных звезд, качественная картина одинакова, см. также [43].

Как было отмечено выше, в качестве T_{ex} взято значение T_{dust} в исследованных позициях. Значения T_{ex} приведены в табл. 3 и показаны на рис. 4а. Видно, что температура возбуждения достигает максимального значения $T_{ex} = (28.6 \pm 2.7)$ К в центральной позиции 10 (направление на S255 IRS 1 в молекулярном облаке) и уменьшается максимально примерно на 5 К в направлениях на ионизирующие звезды. Величина N_{H_2} имеет максимум в направлении на S255 IRS 1 (см. табл. 3). Радиальные профили T_{ex} и N_{H_2} показаны на верхних панелях рис. 4. Они имеют похожий вид с максимумом в позиции 10 и плавным уменьшением в стороны обеих ионизирующих звезд. То, что N_{H_2} не уменьшается до нуля в позициях 1 и 18, говорит о наличии нейтрального газа в направлениях на ионизирующие звезды, что согласуется с выводами о передней и задней стенках областей НП, сделанными выше.

Значения лучевой концентрации и обилие этинилы приведены в табл. 3 и показаны на нижних панелях на рис. 4. Радиальный профиль N_{C_2H} имеет такую же форму, как и N_{H_2} . Максимум лучевой концентрации молекул C_2H достигается в позиции 10 и составляет $N_{C_2H} = (11.78 \pm 0.91) \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$. При движении в обе стороны к позициям 1 и 18

лучевая концентрация этинилы уменьшается на порядок величины в S255 и в 25 раз в S257.

Определив величину N_{C_2H} в предположении об ЛТР, мы оценили, насколько близки ЛТР и не-ЛТР оценки. Для этого мы использовали пакет RADEX, который позволяет оценивать яркость линий излучения в не-ЛТР модели при заданных параметрах среды: температуры, плотности и лучевой концентрации молекул [44]. Для проведения этой оценки мы взяли значения температуры пыли в качестве кинетической температуры, наблюдаемые ширины линий и полученные в ЛТР-анализе значения N_{C_2H} . Поскольку информации о пространственном распределении плотности газа в молекулярном облаке у нас нет, мы проверили яркости теоретических спектров для нескольких значений плотности: 10^2 , 10^3 и 10^4 см^{-3} . Для центральных позиций в направлении на молекулярное облако мы получили согласие наблюдаемых яркостей с ЛТР-моделью в пределах 10% от наблюдаемых интенсивностей для плотности 10^4 см^{-3} , это значение плотности является разумным и реализуемым в молекулярных облаках. Для точек в направлениях на ионизирующие звезды, теоретические не-ЛТР значения яркости линий этинилы значительно (до порядка величины) меньше, чем наблюдаемые при плотностях от 10^2 – 10^3 см^{-3} (разумные значения плотности при движении в сторону звезды от молекулярного облака), также как и температура возбуждения излучения этинилы меньше кинетической температуры в расчете RADEX. Чтобы при этих плотностях получить наблюдаемые яркости линий, нам необходимо увеличить величину N_{C_2H} на порядок величины. Впрочем, при не-ЛТР расчете с плотностью 10^4 см^{-3} , яркости сверхтонких компонент воспроизводятся с точностью до 10%, что также может говорить о наличии плотных передней и

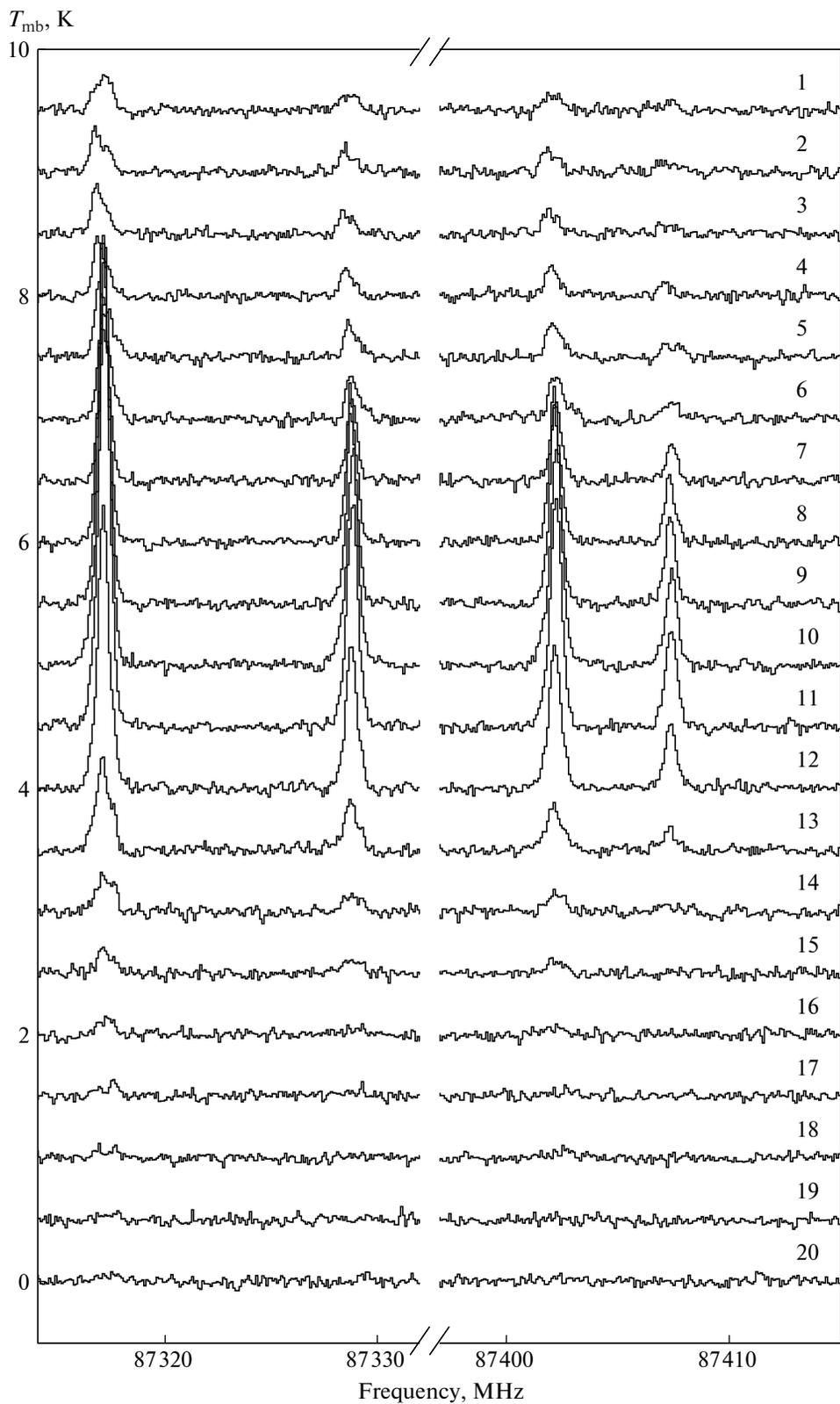


Рис. 3. Спектры излучения молекулы C_2H в четырех наиболее ярких компонентах сверхтонкой структуры перехода $1 \rightarrow 0$ в шкале температуры основного лепестка. Цифрами показаны позиции, соответствующие рис. 1.

Таблица 2. Параметры мультиплета C₂H(1–0)

Позиция	ν^* , км/с	$\Delta\nu^*$, км/с	T_{peak} , К	$W_{\text{C}_2\text{H}}$, (К · км)/с
1	7.59 ± 0.17	3.43 ± 0.17	0.33 ± 0.02	2.98 ± 0.36
2	8.24 ± 0.17	3.08 ± 0.17	0.36 ± 0.03	3.45 ± 0.39
3	8.24 ± 0.17	2.90 ± 0.17	0.42 ± 0.03	3.32 ± 0.38
4	8.06 ± 0.17	2.63 ± 0.17	0.50 ± 0.03	3.47 ± 0.33
5	7.59 ± 0.17	3.07 ± 0.17	0.62 ± 0.04	4.89 ± 0.50
6	7.28 ± 0.17	2.73 ± 0.17	0.81 ± 0.04	5.68 ± 0.51
7	7.30 ± 0.17	2.09 ± 0.74	1.49 ± 0.03	8.18 ± 0.65
8	7.47 ± 0.17	2.12 ± 0.17	2.63 ± 0.06	15.09 ± 1.16
9	7.45 ± 0.17	2.19 ± 0.17	3.29 ± 0.06	19.80 ± 0.99
10	7.31 ± 0.17	2.37 ± 0.17	3.66 ± 0.11	24.46 ± 1.85
11	7.32 ± 0.17	2.33 ± 0.17	3.86 ± 0.08	25.23 ± 1.81
12	7.46 ± 0.17	2.41 ± 0.17	2.45 ± 0.07	16.95 ± 1.26
13	7.55 ± 0.17	3.02 ± 0.17	0.77 ± 0.04	6.09 ± 0.52
14	7.21 ± 0.17	3.47 ± 0.17	0.33 ± 0.02	2.82 ± 0.37
15	7.25 ± 0.17	3.33 ± 0.19	0.21 ± 0.02	2.16 ± 0.32
16	7.14 ± 0.17	3.77 ± 0.34	0.16 ± 0.01	1.49 ± 0.43
17	6.52 ± 0.23	4.27 ± 0.58	0.10 ± 0.01	1.43 ± 0.43
18	6.50 ± 0.29	5.12 ± 0.71	0.07 ± 0.01	1.02 ± 0.30
19	6.57 ± 0.50	4.12 ± 1.01	0.06 ± 0.01	0.24 ± 0.25
20	5.93 ± 0.31	4.11 ± 0.72	0.06 ± 0.02	0.44 ± 0.22

Примечание. Параметры, отмеченные звездочкой (*), определены с помощью метода *hfs*, который считает их эквивалентными одной Гауссовой кривой с разным уровнем относительной интенсивности. Интенсивность пика T_{peak} определена для наиболее яркой компоненты на частоте $\nu = 87316.925$ МГц с помощью метода *gauss*. Интегральная интенсивность определена для всех компонентов мультиплета.

задней молекулярных стенок областей НП. Температуры возбуждения, полученные в не-ЛТР расчете, составляют 4–6 К, это значит, что возбуждение линий этинила происходит в субтепловом режиме. Благодаря тому, что зависимость лучевой концентрации от температуры возбуждения на 3 мм слабая, меняя T_{ex} в пределах от 4–6 до 25 К, мы получаем разницу результатов в пределах фактора 3. Для того, чтобы сузить диапазон переметров не-ЛТР моделирования, необходимо провести дополнительные наблюдения линий этинила в других переходах.

Рассматривая полученную зависимость обилия этинила, можно отметить следующие особенности: значения обилия в позициях 1–8 (в направлении на звезду LS 19 в S255) и 13–18 (в направлении на звезду HD 253327 в S257) имеют тенденцию к увеличению в сравнении с позициями 9–12 в молекулярном облаке. Так, в направлении на молекулярное облако в позиции 10 обилие составило $x_{\text{C}_2\text{H}} = (5.83 \pm 5.07) \times 10^{-9}$, а в направлениях на ионизирующие звезды (позиции 1 и 18) $x_{\text{C}_2\text{H}} = (13.91 \pm 2.47) \times 10^{-9}$ и $x_{\text{C}_2\text{H}} = (9.60 \pm 2.83) \times$

$\times 10^{-9}$ соответственно. Большая ошибка определения обилия этинила в направлении на молекулярное облако (например, в позиции 11 $x_{\text{C}_2\text{H}} = (10.18 \pm 13.81) \times 10^{-9}$) связана с тем, что в позиции, по которым происходит усреднение величины N_{H_2} , попадает несколько ярких пятен на карте распределения N_{H_2} . По этой причине среднеквадратичное отклонение в позициях 8–11 выше, чем в других позициях. Тем не менее в направлении на молекулярное облако четко видно уменьшение обилия этинила примерно в 2 раза по сравнению с достаточно плоскими участками радиального профиля в направлении областей НП. Плоская форма участка профиля обилия говорит в пользу того, что области НП окружены квазисферическими молекулярными оболочками, в которых этинил распределен практически равномерно.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Для эффективного образования этинила необходимо, чтобы в межзвездном газе содержались ион C⁺ и молекулярный водород H₂ (см. [45–47]), эти условия выполняются в ФДО. В молекулярном облаке углерод содержится преимущественно в составе молекул CO из-за ослабления поля излучения звезды пылью и экранирования молекулами H₂. Поэтому уменьшение обилия этинила в молекулярном облаке в позициях 7–13 легко объяснимо конвертацией углерода в CO. Примерно одинаковое обилие этинила в направлениях на области НП указывает на то, что их химическая эволюция протекает сходным образом. Это неудивительно, ведь эти области НП ионизируются звездами практически одинакового спектрального класса и имеют одинаковый размер. Увеличение обилия этинила в 1.5–2 раза в позициях 12 и 13 не превосходит разброса в пределах ошибок определения величины. Отметим, что на оптическом (рис. 1) и ИК-изображениях 2MASS в направлениях на позиции 12–13 видны точечные источники. В частности, в область, которая соответствует позиции 12, попадает звезда с эмиссионными линиями S255 1, где наблюдается излучение в линии H α [48] (яркие точки видны на рис. 1 в позициях 12 и 13) и объект Хербига-Аро S235 H₂ 1 [49]. Рядом расположен рентгеновский источник CXOU J061250.6+175909 – молодая звезда малой массы в скоплении S255-IR [50]. Вполне возможно, что ионизирующее излучение в окрестности этих точечных источников приводит к локальному росту обилия этинила за счет ионизации углеродосодержащих молекул с высвобождением иона C⁺, который принимает участие в химических цепочках образования этинила. Радиальный профиль обилия этинила не содержит каких-либо особенностей в направлениях на фронт ионизации (позиции 6 и 16 для S255 и S257 соответ-

Таблица 3. Результаты расчета лучевой концентрации и обилия этинила

Позиция	Q	T_{ex}, K	$N_{\text{H}_2}, 10^{20} \text{ см}^{-2}$	$N_{\text{C}_2\text{H}}, 10^{14} \text{ см}^{-2}$	$x_{\text{C}_2\text{H}}, 10^{-9}$
1	45.6	25.3 ± 0.3	47.6 ± 6.2	1.33 ± 0.16	13.91 ± 2.47
2	45.6	25.3 ± 0.2	55.3 ± 3.6	1.53 ± 0.17	13.87 ± 1.81
3	45.2	25.0 ± 0.2	56.1 ± 7.6	1.47 ± 0.17	13.06 ± 2.32
4	44.9	24.8 ± 0.1	56.7 ± 17.4	1.52 ± 0.14	13.43 ± 4.32
5	44.9	24.8 ± 0.2	72.9 ± 31.2	2.15 ± 0.22	14.72 ± 6.48
6	45.1	24.9 ± 0.2	93.5 ± 44.7	2.50 ± 0.22	13.37 ± 6.50
7	45.1	24.9 ± 0.7	162.2 ± 71.2	3.60 ± 0.29	11.10 ± 4.95
8	43.7	23.9 ± 1.3	436.6 ± 365.2	6.48 ± 0.50	7.42 ± 6.23
9	46.1	25.7 ± 3.5	780.9 ± 483.2	8.89 ± 0.49	5.69 ± 3.54
10	50.4	28.6 ± 2.7	1011.0 ± 877.0	11.78 ± 0.91	5.83 ± 5.07
11	46.5	25.9 ± 2.1	559.3 ± 758.1	11.38 ± 0.83	10.18 ± 13.81
12	45.5	25.2 ± 0.6	159.9 ± 65.1	7.52 ± 0.56	23.50 ± 9.73
13	45.9	25.5 ± 0.4	75.7 ± 27.7	2.72 ± 0.23	17.97 ± 6.75
14	45.9	25.5 ± 0.6	48.5 ± 10.5	1.26 ± 0.17	12.99 ± 3.29
15	45.4	25.1 ± 0.4	38.0 ± 6.0	0.96 ± 0.14	12.57 ± 2.72
16	44.6	24.6 ± 0.2	30.6 ± 2.4	0.65 ± 0.19	10.64 ± 3.18
17	43.8	24.1 ± 0.4	25.5 ± 3.0	0.62 ± 0.19	12.10 ± 3.91
18	43.5	23.8 ± 0.2	22.8 ± 0.6	0.44 ± 0.13	9.60 ± 2.83
19	43.5	23.8 ± 0.3	24.0 ± 1.4	0.10 ± 0.11	2.12 ± 2.23
20	42.9	23.4 ± 0.5	26.6 ± 1.7	0.19 ± 0.09	3.53 ± 1.77

ственно). Позициям с температурой пыли 23–25 К соответствует УФ-поле с $G_0 P = 100$ в единицах поля Хабинга (см., напр., [51]). Значение G_0 в S255–S257 близко к тому, что найдено в ФДО близ Конской Головы, поэтому необходимо провести дополнительные наблюдения других линий излучения этинила для построения точных радиальных профилей обилия этой молекулы и сравнения обилий этинила на ионизованном крае ФДО Конская Голова и в окрестностях фронта ионизации S255–S257.

В работе [34] приведены данные наблюдений $\text{C}_2\text{H}(4-3)$ в направлении S255 IRS1 (центральная позиция 10 в настоящей работе) на ALMA и получены оценки лучевой концентрации этинила. Несмотря на разность масштабов, оценки согласуются в пределах фактора 5 (наша оценка меньше), что свидетельствует о том, что этинил содержится в плотном молекулярном облаке.

Сравнение лучевых концентраций этинила в окрестности S255–S257 со значениями, найденными в других ФДО, показало, что значения $N_{\text{C}_2\text{H}}$ в направлениях на области НП сходны с теми, что были найдены в Конской голове, IC 63 [52] и M 8 [16]. По мере приближения к пику лучевой концентрации газа в молекулярном облаке, $N_{\text{C}_2\text{H}}$ приближается к значениям, наблюдаемым в ФДО Барьер Ориона [15] и некоторых молекулярных облаках (напр., [53, 54]), а максимальные наблюдаемые значения $N_{\text{C}_2\text{H}}$ в позициях 10 и 11 сравни-

мы с ФДО и молекулярным облаком OMC-1 [55] (см. также рис. 10 в работе [54]). Обилие этинила на радиальном профиле сходно со значением, наблюдаемым в Барьере Ориона: по оценкам из работы [15] обилие в интервале $(0.7-2.7) \times 10^{-9}$ в объекте с полем излучения $G_0 \sim 10^4$ может быть объяснено с помощью высокотемпературных химических реакций с возбужденным молекулярным водородом. Таким образом, ФДО в S255–S257 представляет интерес для астрохимического моделирования, ведь в нем сравнимое обилие этинила наблюдается при меньших на два порядка величинах значениях G_0 .

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение проведенной работы мы делаем следующие выводы:

1. Мы провели наблюдения молекулы C_2H в областях НП S255 и S257 в двадцати позициях вдоль прямых, соединяющих ИК-источник S255 IRS 1, находящийся в молекулярном облаке, с ионизирующими звездами каждой из областей: LS 19 и HD 253327.

2. Наиболее яркое излучение этинила наблюдается в направлении на молекулярное облако (яркостная температура ≈ 4 К), наиболее слабое – в направлениях на ионизирующие звезды (< 0.5 К). Наибольшую ширину имеют линии в направлениях на ионизирующие звезды ($\approx 3-5$ км/с), наи-

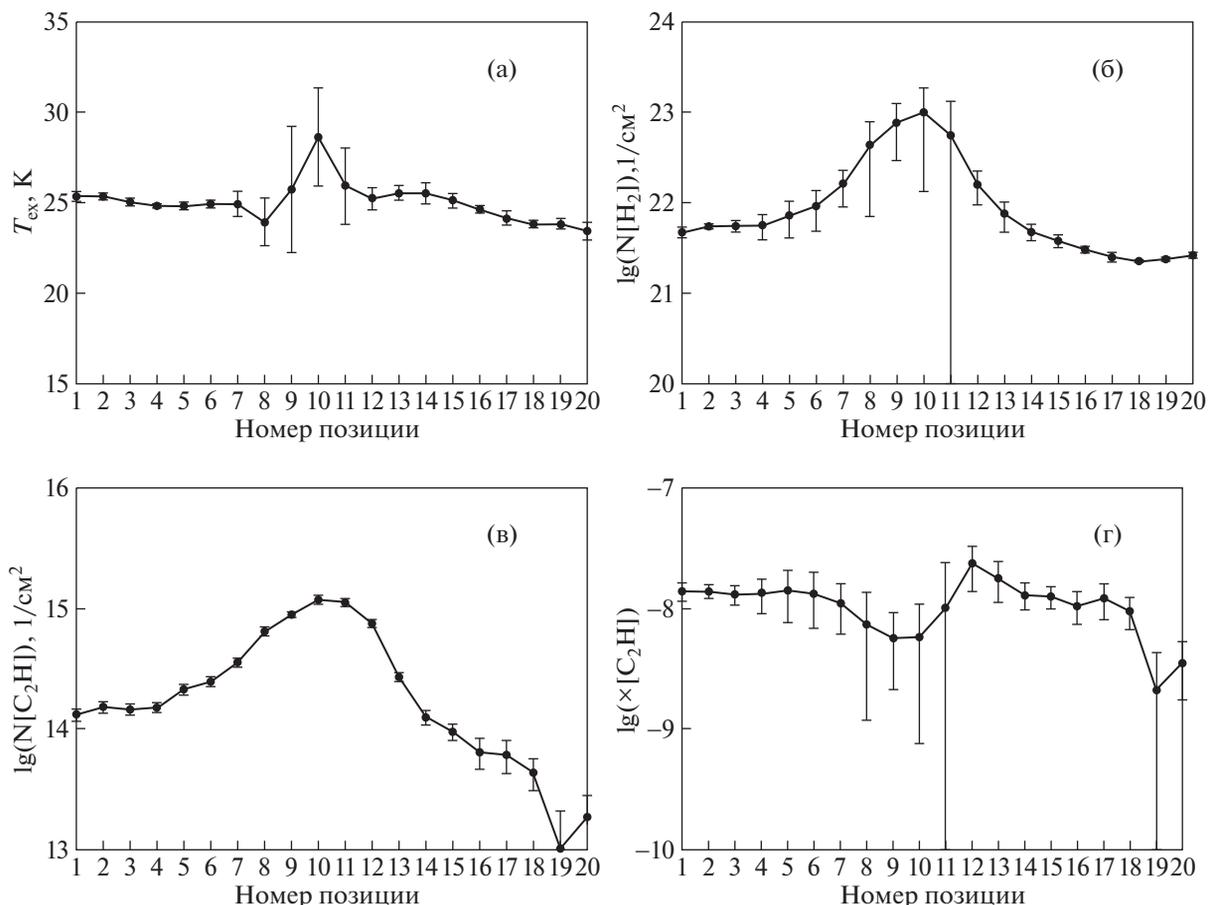


Рис. 4. Профили физических параметров: температура пыли T_{ex} (а), лучевая концентрация N_{H_2} (б), лучевая концентрация этинила (в) и обилие этинила (г).

меньшую – в направлении на молекулярное облако между областями НII (≈ 2 км/с). Форма профилей линий указывает на то, что в молекулярной оболочке присутствует несколько кинематических компонентов, которые разделяются на луче зрения по мере приближения к ионизирующим звездам. Такими компонентами могут быть передняя и задняя стенки областей НII.

3. В двадцати исследуемых позициях мы определили лучевые концентрации и обилие этинила. Максимальное значение лучевой концентрации $\approx 12 \times 10^{14}$ cm^{-2} получено в направлении на центр молекулярного облака, оно уменьшается в обе стороны к ионизирующим звездам. Значения обилия, напротив, минимальны в направлении на молекулярное облако (6×10^{-9}), а в направлениях на ионизирующие звезды обилие больше примерно в два раза. Показано, что обилие этинила максимально и достигает 2×10^{-8} в направлении на точечные источники в молекулярном облаке – звезды с эмиссионными линиями либо рентгеновским излучением.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы выражаем благодарность Л.Е. Пирогову, С.В. Каленскому, Я.Н. Павлюченкову за ценные советы в ходе работы с данными наблюдений, Д.А. Семенову за обсуждение химии этинила, а также анонимному рецензенту за ценные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана грантом РФФИ 20-02-00643 А.

Анна Пунанова – член партнерской группы общества Макса Планка в Уральском федеральном университете. Анна Пунанова благодарит поддержку Министерства науки и высшего образования России по проекту госзадания FEUZ-2020-0038.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. G. G. M. Tielens, Rev. Modern Physics **85**(3), 1021 (2013).
2. C. P. Endres, S. Schlemmer, P. Schilke, J. Stutzki, and H. S. P. Müller, J. Molecular Spectroscopy **327**, 95 (2016).
3. B. A. McGuire, Amer. Astronomical Society **239**(2), 17 (2018).

4. *O. Berné and A. G. G. M. Tielens*, Proc. the National Academy of Sciences of the USA **109**, 401 (2012).
5. *O. Berné, J. Montillaud, and C. Joblin*, Astron. and Astrophys. **577**, id. A133 (2015).
6. *A. G. G. M. Tielens and W. Hagen*, Astron. and Astrophys. **114**(2), 245 (1982).
7. *J. Zhen, P. Castellanos, D. M. Paardekooper, H. Linnartz, and A. G. G. M. Tielens*, Astrophys. J. **797**, id. L30 (2014).
8. *J. Pety, D. Teyssier, D. Fosse, M. Gerin, E. Roueff, A. Abergel, E. Habart, and J. Cernicharo*, Astron. and Astrophys. **435**, 885 (2005).
9. *V. V. Guzman, J. Pety, J. R. Goicoechea, M. Gerin, E. Roueff, P. Gratier, and K. I. Oberg*, Astrophys. J. **800**, id. 33 (23015).
10. *E. F. van Dishoeck*, in *Astrochemistry VII: Through the Cosmos from Galaxies to Planets*, Proc. of the IAU, IAU Symp. **332**, 3 (2018).
11. *Ya. N. Pavlyuchenkov, M. S. Kirsanova, and D. S. Wiebe*, Astron. Rep. **57**(8), 573 (2013).
12. *M. S. Murga, D. S. Wiebe, E. E. Sivkova, and V. V. Akimkin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **488**, 965 (2019).
13. *R. Le Gal, E. Herbst, G. Dufour, P. Gratier, M. Ruaud, T. H. G. Vidal, and V. Wakelam*, Astron. and Astrophys. **605**, 88 (2017).
14. *M. Agúndez, J. R. Goicoechea, J. Cernicharo, A. Faure, and E. Roueff*, Astrophys. J. **713**, 662 (2010).
15. *S. Cuadrado, J. R. Goicoechea, P. Pilleri, J. Cernicharo, A. Fuente, and C. Joblin*, Astron. and Astrophys. **575**, id. 82 (2015).
16. *M. Tiwari, K. M. Menten, F. Wyrowski, J. P. Perez-Beaupuits, M.-Y. Lee, and W.-J. Kim*, Astron. and Astrophys. **626**, id. 28 (2019).
17. *M. S. Murga, M. S. Kirsanova, A. I. Vasyunin, and Ya. N. Pavlyuchenko*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **497**(2), 2327 (2020).
18. *H. W. Jochims, E. Ruhl, H. Baumgartel, S. Tobita, and S. Leach*, Astrophys. J. **420**, 307 (1994).
19. *J. Zhen, P. Castellanos, D. M. Paardekooper, N. Ligterink, H. Linnartz, L. Nahon, C. Joblin, and A. G. G. M. Tielens*, Astrophys. J. **804**, id. L7 (2015).
20. *C. Joblin, G. Wenzel, and S. Rodriguez Castillo, A. Simon, et al.*, arXiv:1912.03137 [astro-ph.GA] (2019).
21. *L. Deharveng, A. Zavagno, and J. Caplan*, Astron. and Astrophys. **433**, 565 (2005).
22. *L. Deharveng, F. Schuller, L. D. Anderson, and A. Zavagno*, Astron. and Astrophys. **523**, id. A6 (2010).
23. *Т. А. Лозинская, Взрывы звезд и звездный ветер в галактиках* (М.: URSS, 2013).
24. *E. Churchwell, M. S. Povich, D. Allen, and M. G. Taylor*, Astrophys. J. **649**, 759 (2006).
25. *R. J. Simpson, M. S. Povich, S. Kendrew, C. J. Lintott, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **424**, 2442 (2012).
26. *S. Sharpless*, Astrophys. J. Suppl. **4**, 257 (1959).
27. *L. A. Chavarria, L. E. Allen, J. L. Hora, C. M. Brunt, and G. G. Fazio*, Astrophys. J. **682**, 445 (2008).
28. *D. Russeil, C. Adami, and Y. M. Georgelin*, Astron. and Astrophys. **470**, 161 (2007).
29. *J. H. Bieging, W. L. Peters, B. Vila Vilaro, K. Schlottman, and C. Kulesa*, Astron. J. **138**, 975 (2009).
30. *D. K. Ojha, M. R. Samal, A. K. Pandey, B. C. Bhatt, et al.*, Astrophys. J. **738**, id. 156 (2011).
31. *A. F. J. Moffat, M. P. Fitzgerald, and P. D. Jackson*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **38**, 197 (1979).
32. *I. Zinchenko, S.-Y. Liu, Y.-N. Su, S. Kurtz, D. K. Ojha, M. R. Samal, and S. K. Ghosh*, Astrophys. J. **455**, id. 177 (2012).
33. *L. Chavarria, L. Allen, C. Brunt, J. L. Hora, A. Muench, and G. Fazio*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **439**, 3719 (2014).
34. *I. I. Zinchenko, S.-Y. Liu, Y.-N. Su, K.-S. Wang, and Y. Wang*, Astrophys. J. **889**, id. 43 (2020).
35. *S. Molinari, B. Swinyard, J. Bally, and M. Barlow*, Astron. and Astrophys. **518**, id. L100 (2010).
36. *K. A. Marsh, A. P. Whitworth, and O. Lomax*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **454**, 4282 (2015).
37. *K. A. Marsh, A. P. Whitworth, O. Lomax, S. E. Ragan, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **471**, 2730 (2017).
38. *J. G. Mangum and Y. L. Shirley*, Publ. Astron. Soc. Pacif. **127**, 266 (2015).
39. *M. S. Kirsanova, D. S. Wiebe, and A. M. Sobolev*, Astron. Rep. **53**, 611 (2009).
40. *M. S. Kirsanova, Ya. N. Pavlyuchenkov, D. S. Wiebe, P. A. Boley, S. V. Salii, S. V. Kalenskii, A. M. Sobolev, and L. D. Anderson*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **488**, 5641 (2019).
41. *T. A. Lozinskaya, A. V. Moiseev, and N. Yu. Podorvanyuk*, Astron. Letters **29**, 77 (2003).
42. *N. R. Pokhrel, C. E. Simpson, and I. Bagetakos*, Astron. J. **160**(2), id. 66 (2020), arXiv:2006.01735 [astro-ph.GA].
43. *M. S. Kirsanova, V. Ossenkopf-Okada, L. D. Anderson, P. A. Boley, J. H. Bieging, Y. N. Pavlyuchenkov, M. Luisi, N. Schneider, M. Andersen, M. R. Samal, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **497**, 2651 (2020).
44. *F. F. S. van der Tak, J. H. Black, F. L. Schoier, D. J. Jansen, and E. F. van Dishoeck*, Astron. and Astrophys. **468**, 627 (2007).
45. *A. Dalgarno and J. H. Black*, Rep. Prog. Phys. **39**(6), 573 (1976).
46. *A. Sternberg and A. Dalgarno*, Astrophys. J. Suppl. **99**, 565 (1995).
47. *N. Sakai and S. Yamamoto*, Chem. Rev. **113**(12), 8981 (2013).
48. *C. Alvarez and M. G. Hoare*, Astron. and Astrophys. **440**, 569 (2005).
49. *M. P. Miralles, L. Salas, I. Cruz-González, and S. Kurtz*, Astrophys. J. **488**, 749 (1997).
50. *P. Mucciarelli, T. Preibisch, and H. Zinnecker*, Astron. and Astrophys. **533**, id. A121 (2011).
51. *M. S. Kirsanova, P. A. Boley, A. V. Moiseev, D. S. Wiebe, R. I. Uklein*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **497**, 1050 (2020), arXiv:1911.04551 [astro-ph.GA].
52. *D. Teyssier, D. Fosse, M. Gerin, J. Pety, A. Abergel, and E. Roueff*, Astron. and Astrophys. **417**, 135 (2004).
53. *L. E. Pirogov, V. M. Shul'ga, I. I. Zinchenko, P. M. Zemlyanukha, A. N. Patoka, and M. Tomasson*, Astron. Rep. **60**, 904 (2016).
54. *M. Bouvier, A. Lopez-Sepulcre, C. Ceccarelli, C. Kahane, M. Imai, N. Sakai, S. Yamamoto, and P. J. Dagdighian*, Astron. and Astrophys. **636**, id. A19 (2020).
55. *H. Ungerechts, E. A. Bergin, P. F. Goldsmith, W. M. Irvine, F. P. Schloerb, and R. L. Snell*, Astrophys. J. **482**, 245 (1997).

УДК 524.622

НОВАЯ ОЦЕНКА НАИЛУЧШЕГО ЗНАЧЕНИЯ РАССТОЯНИЯ ОТ СОЛНЦА ДО ЦЕНТРА ГАЛАКТИКИ

© 2021 г. В. В. Бобылев^{1, *}, А. Т. Байкова¹

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

*E-mail: vbobylev@gaoran.ru

Поступила в редакцию 05.02.2021 г.

После доработки 28.02.2021 г.

Принята к публикации 28.02.2021 г.

С использованием данных из литературы составлен список индивидуальных оценок расстояния от Солнца до галактического центра R_0 , которые сделаны после 2017 г. разными методами. Эти значения пока не использовались для вычисления наилучшего среднего значения R_0 . По выборке, содержащей 21 оценку, на основе стандартного подхода мы нашли среднее взвешенное значение $\bar{R}_0 = 8.14$ кпк с дисперсией $\sigma = 0.16$ кпк, а с применением медианной статистики получили оценку $R_0 = 8.15 \pm 0.11$ кпк. Для практического использования можно рекомендовать значение $R_0 = 8.1 \pm 0.1$ кпк.

Ключевые слова: расстояние от Солнца до центра Галактики, структура Галактики

DOI: 10.31857/S000462992107001X

1. ВВЕДЕНИЕ

Расстояние от Солнца до центра Галактики R_0 является одним из важнейших фундаментальных астрономических параметров, точность знания которого имеет большое значение для астрофизики и космологии. Рекомендованные Международным астрономическим союзом (МАС) “стандартные” значения этой величины заметно различаются, составляя $R_0 = 10$ кпк (МАС, 1964) и $R_0 = 8.5$ кпк (МАС, 1986). Современные оценки дают значение, близкое к 8.0 кпк [1–6].

Известны разнообразные способы оценки R_0 , для которых предложены различные виды классификации. Рид [7] разделил все такие измерения на три класса: прямые, вторичные и непрямые. Близкой классификации придерживаются Бланд-Хотторн и Герхард [3], разделившие все измерения на три класса: прямые, модельно зависимые и вторичные. Никифоров [1] предложил особую трехмерную классификацию. Он разделил измерения на три класса в зависимости от типа измерений, типа оценки R_0 и типа опорных объектов.

По-настоящему прямым является метод определения абсолютного тригонометрического параллакса объекта, находящегося близко к центру Галактики. По РСДБ наблюдениям нескольких источников мазерного излучения в области Sgr B2 этим методом была получена оценка

$R_0 = 7.9_{-0.7}^{+0.8}$ кпк [8]. Высокой точностью и надежностью обладает также метод динамического параллакса. Из совместного анализа орбитального движения 28 звезд вокруг центральной сверхмассивной черной дыры Жиллесен и соавт. [9] нашли этим методом $R_0 = 8.33 \pm 0.31$ кпк с одновременной оценкой массы черной дыры $(4.31 \pm 0.38) \times 10^6 M_\odot$. За время высокоточных астрометрических наблюдений этих звезд только одна звезда, S2, имеющая период обращения около 16 лет, совершила полный оборот. Значения периодов обращения остальных 27 звезд составляют 45 лет и более, вплоть до 1000 лет [9]. Поэтому с целью уточнения оценки R_0 обычно анализируют именно движение звезды S2 [10–13]. К настоящему моменту применение этого метода позволяет оценивать R_0 с относительной погрешностью около 0.3% [12, 13].

Важное значение для оценки R_0 представляют переменные звезды – классические цефеиды, цефеиды типа II и переменные типа RR Лиры. Высокая точность оценок расстояния до цефеид возможна благодаря соотношениям “период–светимость” [14, 15] и “период–функция Весенхейта” [16, 17]. Эти соотношения хорошо откалиброваны с помощью высокоточных тригонометрических параллаксов звезд [18]. Их использование позволяет оценивать расстояния до цефеид с относи-

тельными ошибками менее 10% [19, 20]. Более того, согласно [21], ошибки в расстояниях до цефеид составляют ~5%. Хотя не исключена систематика локального характера, где могут иметь место сильные различия в металличности звезд, нестандартное отношение полного поглощения к селективному и т.д. Согласно оценкам Маджаеса с соавторами [22], расстояния до переменных типа RR Лиры в настоящее время могут быть измерены в среднем с относительными ошибками около 4%. Для оценки R_0 требуется выделить группу таких переменных звезд, которые расположены в галактическом диске, балдже или гало, и симметрично распределены относительно центра Галактики.

Отметим мазерные источники с измеренными тригонометрическими параллаксами [23, 24]. В настоящее время опубликованы результаты наблюдений в радиодиапазоне РСДБ-методом более 200 таких источников. Расстояния до них измерены в среднем с относительными ошибками около 6%. Оценки R_0 по этим данным получены главным образом кинематическим способом [23–25]. Никифоров и Веселова [26] предложили интересный метод оценки R_0 по распределению мазеров в спиральных рукавах.

Целью настоящей работы является получение новой оценки среднего значения R_0 из анализа новейших индивидуальных определений. Для практического использования важно знать наиболее вероятное значение ошибки определения R_0 , которое мы планируем оценить. Объективное значение такой ошибки необходимо, в частности, при оценке линейной скорости вращения Галактики V_0 по измеренному значению угловой скорости ее вращения Ω_0 ($V_0 = R_0\Omega_0$), а также при оценке, например, неопределенности постоянных Оорта $A = -0.5\Omega_0'R_0$ и $B = -\Omega_0 + A$.

2. ДАННЫЕ

К настоящему моменту имеется ряд исследований, в которых среднее значение “наилучшего” расстояния R_0 выводится на основе индивидуальных определений этой величины, полученных независимыми методами в течение определенного длительного интервала времени. Такие результаты приведены в табл. 1. В первом столбце таблицы дано среднее значение R_0 с оценкой ошибки, во втором — количество независимых измерений n , использованных для вычисления среднего, в третьем — временной интервал в течение которого были получены индивидуальные оценки R_0 , в последнем столбце дана ссылка на авторов индивидуальной оценки.

Таблица 1. Результаты определения “наилучшего” среднего значения R_0

$R_0 \pm \epsilon_R(1\sigma)$, кпк	n	Годы	Ссылка
8.0 ± 0.5	37	1972–1993	[7]
7.9 ± 0.17	65	1974–2003	[1]
8.0 ± 0.25	53	1992–2011	[2]
8.2 ± 0.1	26	2009–2014	[3]
8.0 ± 0.2	27	2012–2017	[4]
8.3 ± 0.4	162	1927–2017	[5]
8.0 ± 0.15	28	2011–2017	[6]

В табл. 1 приведены средние значения R_0 , полученные из анализа индивидуальных оценок, опубликованных на временном отрезке от 6 до 20 лет. Особого внимания заслуживает результат из работы [5], в которой проанализированы 162 индивидуальные оценки на столетнем временном интервале. При этом видно, что все представленные в таблице средние значения R_0 находятся между собой в очень хорошем согласии. Отметим, что не все результаты являются полностью независимыми. Например, наборы исходных данных в работах [4] и [6] практически являются общими. Но Валле [4] и Камарильо с соавторами [6] применяют разные статистические методы анализа данных.

Главный вывод, который можно сделать из анализа табл. 1, заключается в том, что значение R_0 близко к 8.0 кпк. И это значение сильно отличается от $R_0 = 8.5$ кпк, рекомендованного МАС в 1986 г.

В табл. 2 приведены индивидуальные результаты определения расстояния R_0 , которые были получены после публикации работы [6]. Таким образом, они никем еще не были использованы для вывода среднего значения R_0 . В первом столбце таблицы дано значение R_0 с оценкой ошибки, соответствующей уровню 1σ , во втором столбце — тип использованных звезд или метод оценки R_0 , в третьем — количество объектов n , использованных для вычисления R_0 , в последнем столбце дана ссылка на авторов оценки R_0 .

Отметим, что некоторые авторы оценивают как статистическую, так и систематическую погрешность результата. Например, в работе [5] получено $R_0 = 8.3$ кпк с погрешностью ± 0.2 (стат.) и ± 0.4 (сист.), далее будем записывать как $R_0 = 8.3 \pm 0.2 \pm 0.4$ кпк. В настоящей работе мы обычно при цитировании оценки R_0 берем в качестве ошибки систематическую погрешность. В таком случае, как и для $R_0 = 7.93 \pm 0.13 \pm 0.04$ кпк [11], берем максимальное значение ошибки.

Таблица 2. Индивидуальные результаты определения расстояния R_0

$R_0 \pm \epsilon_R(1\sigma)$, кпк	Тип звезд/Метод	n	Ссылка
7.99 ± 0.49	переменные типа RR Лиры	850	[31]
8.27 ± 0.10	классические цефеиды	~800	[38]
8.275 ± 0.033	S2	1	[27]
8.15 ± 0.12	мазеры и радиозвезды	256	[25]
8.2 ± 0.6	ветвь голубых гигантов	~2500	[36]
8.28 ± 0.14	переменные типа RR Лиры	16221	[30]
7.92 ± 0.30	мазеры программы VERA	99	[24]
8.15 ± 0.15	мазеры программы BeSSeL	199	[23]
7.971 ± 0.032	S2	1	[13]
8.1 ± 0.2	переменные типа RR Лиры	2016	[29]
8.2 ± 0.1	классические цефеиды	218	[37]
7.9 ± 0.3	мириды	1863	[34]
7.6 ± 0.7	шаровые скопления	119	[39]
$8.05 \pm 0.024^*$	переменные типа RR Лиры	960	[28]
8.30 ± 0.36	переменные типа RR Лиры	4194	[22]
8.46 ± 0.11	цефеиды II	894	[33]
8.10 ± 0.22	классические цефеиды	4	[35]
7.93 ± 0.13	S2	1	[11]
8.8 ± 0.5	отрезки спиральных рукавов	2	[26]
8.34 ± 0.41	цефеиды II	264	[32]
8.32 ± 0.14	S2	1	[10]

Примечание. * – точность оценки здесь сильно переоценена, в дальнейшем для этого результата используем значение случайной ошибки 0.11 кпк.

Таблица 2 содержит 21 оценку R_0 . Четыре оценки получены из анализа орбитального движения звезды S2 вокруг сверхмассивной черной дыры в центре Галактики [10, 11, 13, 27]. Во всех этих четырех случаях имеются частично общие астрометрические измерения положений звезды S2, но имеются различия, например, в количестве и качестве лучевых скоростей этой звезды. Действительно, в работах коллаборации GRAVITY [12, 27] наблюдения выполнены в Европейской Южной Обсерватории в Чили с использованием оптического интерферометра VLTI (Very Large Telescope Interferometer). Результаты Чу с соавторами [11], а также Ду с соавторами [13] получены в основном на основе наблюдений в обсерватории Кека, расположенной на горе Мауна-Кеа в Гавайях.

Совсем недавно была опубликована работа [12], где была получена оценка $R_0 = 8.178 \pm 0.013 \pm 0.022$ кпк. Но в самой последней публикации Абутера с соавторами [27] показано наличие инструментальных аббераций. Поэтому все предыдущие оценки коллаборации, начиная с 2018 г. (в частности результат [12]), были пересмотрены, и предложено значение $R_0 = 8.275 \pm 0.009 \pm 0.033$

кпк. Именно его мы используем в настоящей работе.

Видно, что среди всех этих результатов оценки [27, 13] получены с наименьшими случайными ошибками, поэтому должны иметь наибольшие веса при вычислении средневзвешенного. Отметим, что случайные ошибки представленных оценок R_0 различаются на порядок. В таком случае необходимо использовать систему весов.

Девять оценок R_0 получены из анализа пространственного распределения переменных звезд. Четыре оценки получены по переменным типа RR Лиры [22, 28–31], две по цефеидам II типа [32, 33], одна по миридам [34] и одна по классическим цефеидам [35]. По схожести подхода к ним примыкает результат, полученный по звездам ветви голубых гигантов [36].

В работах [32, 33] использованы цефеиды II типа. Они являются маломассивными звездами, бедными металлами. Встречаются в шаровых скоплениях, галактическом диске и галактическом балдже. Цефеиды II типа более чем на величину слабее, чем классические цефеиды с аналогичными периодами, и следуют несколько другому соотношению “период–светимость”. В работе

[32] скомбинированы данные из обзоров OGLE-III (Optical Gravitational Lensing Experiment [40]) и VVV (VISTA Variables in the Via Lactea [41]). Были отобраны 264 звезды с кривыми блеска хорошего качества. В работе [33] такое исследование было повторено с использованием гораздо большей выборки цефеид. Оценки R_0 были получены исходя из предположения о том, что отобранные звезды распределены симметрично относительно галактического центра.

Переменные типа RR Лиры принадлежат горизонтальной ветви гигантов на диаграмме Герцшпрунга—Рассела. Это старые звезды, принадлежащие населению II, содержащие мало тяжелых элементов и расположенные в сферической подсистеме Галактики. Обычно встречаются в шаровых скоплениях. В работе [22] отбор переменных типа RR Лиры был осуществлен из обзора VVV [41]. Индивидуальные расстояния до этих звезд оценивались с применением ближней инфракрасной фотометрии (JHK_s). R_0 было вычислено с использованием высокоширотной подвыборки отобранных звезд ($|b| > 4^\circ$). В работе [28] также был осуществлен отбор кандидатов из каталога VVV [41], но индивидуальные расстояния до звезд оценивались ими с использованием других калибровок. В работе [29] для отбора переменных типа RR Лиры был использован обзор SEKBO (Southern Edgeworth—Kuiper Belt Object [42]). В работе [30] для этих целей были использованы обзоры программы OGLE [43]. В работе [31] для оценки R_0 были использованы новые спектральные и фотометрические наблюдения на телескопе SALT (Southern African Large Telescope), а также новая калибровка для 850 звезд типа RR Лиры. Согласно оценкам [22], дисперсия при определении абсолютной величины звезд типа RR Лиры составляет $M_{K_s} = 0.08^m$. Это означает, что в среднем случайная ошибка определения индивидуального расстояния до таких переменных звезд составляет около 4%.

В работе [35] была изучена выборка из 55 классических цефеид, принадлежащих галактическому балджу. Для учета поглощения использованы их фотометрические наблюдения в семи диапазонах J , H , K_s , 3.6 мкм, 4.5 мкм, 5.8 мкм и 8.0 мкм. В этих диапазонах значение межзвездного поглощения существенно меньше по сравнению с оптическим диапазоном. Как известно, от правильного учета поглощения сильно зависит оценка индивидуального расстояния до звезды, цефеиды в частности. В итоге, согласно [35], ошибка оценки расстояний до этих цефеид составила в среднем около 4—5%. Относительно центра Галактики они распределены неравномерно. Основная масса находится за центром Галактики на среднем расстоянии около 12 кпк. И только 4 звезды

расположены в центре Галактики, по которым и была получена оценка R_0 .

В работе [34] изучена большая выборка мирид. Эти звезды являются пульсирующими переменными, которые находятся на поздних эволюционных стадиях асимптотической ветви гигантов. Они характеризуются длительными периодами пульсаций (более 100 дней) и высокой ближней инфракрасной и болометрической светимостью. Принадлежат галактическому гало. В работе [34] сформирована большая выборка, скомпилированная из данных нескольких наблюдательных программ (SAAO, MACHO, OGLE). Калибровки и учет поглощения выполнены с использованием фотометрии JHK_s из каталога 2MASS [44]. Оценка R_0 была получена исходя из предположения, что отобранные звезды распределены симметрично относительно галактического центра.

В работе [36] использованы звезды ветви голубых гигантов, которые также являются объектами гало. Оценка R_0 была получена путем анализа их кинематики на основе метода статистических параллаксов.

По сравнению со случайными ошибками R_0 , полученными по другим выборкам звезд типа RR Лиры, случайные ошибки в работе [28] слишком малы. Поэтому при вычислении средневзвешенного мы их увеличили в 10 раз, т.е. сделали сопоставимыми с оценками [22, 29].

Пять оценок R_0 получены из анализа кинематики мазерных источников с измеренными тригонометрическими параллаксами [23, 24], мазерных источников и радиозвезд [25], а также по различным выборкам классических цефеид [37, 38]. Данные о 199 мазерах, наблюдавшихся на различных частотах (метанольных на частоте 8.4 ГГц и H_2O -мазеров на частоте 22 ГГц) в рамках проекта BeSSeL (The Bar and Spiral Structure Legacy Survey¹) описаны в [23]. В работе [24] проанализированы 99 источников мазерного излучения, которые наблюдались на частоте 22 ГГц в рамках японской программы VERA (VLBI Exploration of Radio Astrometry²). Отметим, что чем больше частота, тем точнее получаются РСДБ наблюдения параллаксов и собственных движений радиообъектов. Большая часть данных из работы [24] вошла в выборку [23]. В работе [25] выборка [23] была дополнена РСДБ наблюдениями радиозвезд, которые, правда, лежат очень близко к Солнцу в области пояса Гулда. В работе [38] были использованы новейшие данные о классических цефеидах из работ [45, 21]. Эти цефеиды принадлежат дисковой составляющей Галактики, распределены практически по всему диску. Во всех

¹ <http://bessel.vlbi-astrometry.org>

² <http://veraserver.mtk.nao.ac.jp>

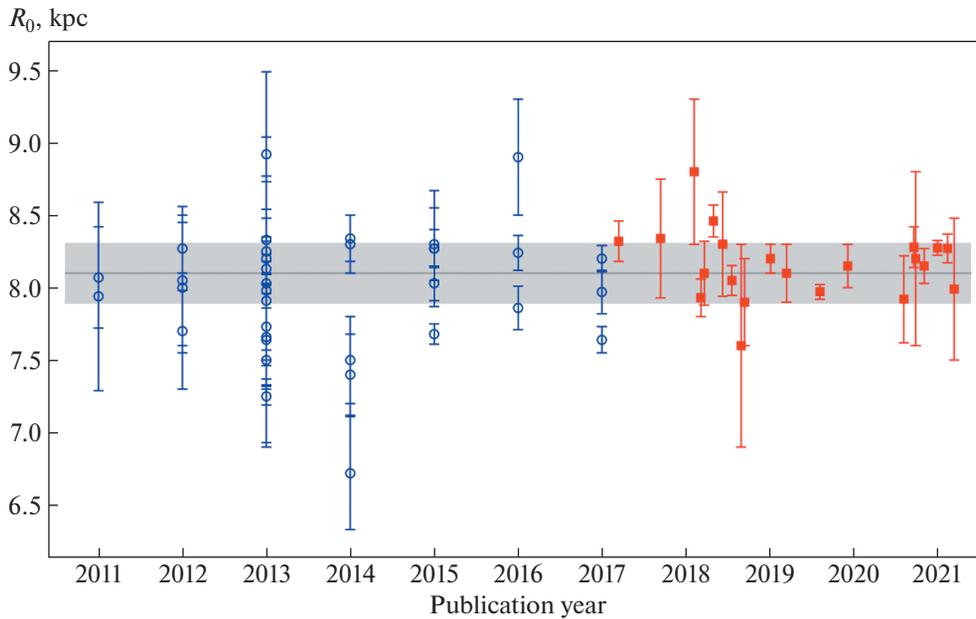


Рис. 1. Значения R_0 , полученные различными авторами в последнем десятилетии: открытые синие кружки – данные из обзора [6], красные квадраты – данные из табл. 2 настоящей работы. Приведены среднее $\bar{R}_0 = 8.090$ кпк (серая горизонтальная линия) и доверительная область, соответствующая дисперсии $1\sigma = 0.225$ кпк (серая заливка).

пяти отмеченных здесь случаях R_0 входило в качестве неизвестного при решении основных кинематических уравнений, описывающих галактическое вращение. По классификации Рида [7] такой подход относится к непрямым методам, а согласно классификации Бланд-Хотторна и Герхарда [3] он относится к модельно зависимым методам.

Кинематическим способом получена также оценка R_0 в работе [39]. Для этого были проанализированы пространственные скорости 119 шаровых скоплений. Причем для них были вычислены оригинальные значения собственных движений, полученные с разностью эпох около 65 лет.

Наконец, в табл. 2 имеется оценка R_0 , полученная в [26] из анализа распределения мазеров с измеренными тригонометрическими параллаксами в спиральных рукавах. Они использовали мазеры, лежащие в двух ближайших к Солнцу отрезках спиральных рукавов – Персея и Киля–Стрельца. Пока, впрочем, мало данных для уверенного применения метода, поэтому ошибка оценки R_0 получилась большой.

Для статистического анализа и сопоставления полученных результатов с другими авторами мы сформировали выборку из 35 измерений, выполненных в период 2011–2017 гг. Эти данные описаны в работе [6], где также указаны некоторые результаты из работы [4], которые Камарильо с соавторами [6] не включили в свою выборку. Мы же включили, создав таким образом более полный список измерений за этот период времени.

При этом в выборку не была включена очень неточная оценка $R_0 = 7.6 \pm 1.35$ кпк, полученная статистическим методом по планетарным туманностям в работе [46]. Наконец, в выборку был добавлен один наш результат, полученный по 73 мазерам, $R_0 = 8.3 \pm 0.3$ кпк [47].

Все используемые в настоящей работе индивидуальные оценки R_0 в зависимости от года публикации показаны на рис. 1. Они покрывают десятилетний диапазон с 2011 по 2021 г., на котором совершенно не заметен так называемый “bandwagon” эффект. Этот эффект был замечен Ридом [7]. Он проявляется в тенденции к получению новой оценки, близкой к текущему стандартному значению.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Традиционный подход

Этот подход заключается в вычислении среднего арифметического, среднего взвешенного значения параметра R_0 , а также оценки ошибок, исходя из предположения об их гауссовом распределении. (Отметим, что среднее арифметическое значение получается при единичных весах.)

В табл. 3 приведены значения среднего расстояния R_0 . Вычисления проведены для трех выборок. Во-первых, для выборки из 21 индивидуальной оценки, которые даны в табл. 2. Во-вторых, для выборки из 35 индивидуальных оценок, которую мы сформировали по данным из работы [6]. В третьих, для объединенной выборки из 56 инди-

Таблица 3. Оценки среднего \bar{R}_0 и его ошибки, полученные стандартным методом

n	\bar{R}_0 , кпк	Дисперсия, кпк	Ошибка среднего, кпк	Вес w	Значки на рис. 1
21	8.157	0.239	0.052	1	красные
21	8.139	0.157	0.034	$1/\varepsilon_R^2$	красные
35	7.977	0.422	0.071	1	синие
35	7.973	0.304	0.051	$1/\varepsilon_R^2$	синие
56	8.044	0.374	0.050	1	все
56	8.090	0.225	0.030	$1/\varepsilon_R^2$	все

видуальных оценок, которая содержит результаты с 2011 по 2021 г. Среднее \bar{R}_0 вычислено в соответствии с известной формулой:

$$\bar{R}_0 = \frac{\sum_{i=1}^n w_i R_{0i}}{\sum_{i=1}^n w_i}, \quad (1)$$

где n – количество измерений, w_i – вес i -го измерения, как видно из табл. 3, использованы весовые коэффициенты двух следующих видов: $w_i = 1$ и $w_i = 1/\varepsilon_R^2$. Дисперсия оценки R_0 вычислена в соответствии с формулой

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n w_i (R_{0i} - \bar{R}_0)^2}{\sum_{i=1}^n w_i}}. \quad (2)$$

Тогда ошибка среднего (или среднего взвешенного)

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}. \quad (3)$$

Как можно видеть из табл. 3, при любой разбивке данных на подвыборки получаем значение среднего \bar{R}_0 в очень узком интервале 8.0–8.2 кпк. Значения дисперсий сильно отличаются. Вид весовых коэффициентов заметно влияет как на величину дисперсии, так и на величину ошибки среднего.

В нашем случае имеем чуть большее количество членов в выборке $n=5$ из интервала 2011–2017 гг. по сравнению с выборкой, проанализированной Камарильо и др. [6], где $n = 28$. Несмотря на это, найденный нами результат, $\bar{R}_0 = 7.973 \pm 0.051$ кпк (четвертая строка сверху в табл. 3), находится в хорошем согласии с оценкой [6] $\bar{R}_0 = 7.93 \pm 0.03$ кпк (среднее взвешенное, с весами вида $w_i = 1/\varepsilon_R^2$ и дисперсией $\sigma = 0.40$ кпк). Можно также отметить хорошее согласие нашей оценки с результатом работы [2], который получен на основе аналогич-

ного метода $\bar{R}_0 = 7.967 \pm 0.048$ кпк (ошибка среднего взвешенного) из анализа совершенно другого набора индивидуальных оценок R_0 .

Наиболее интересным мы считаем среднее взвешенное $\bar{R}_0 = 8.139 \pm 0.034$ кпк, найденное по выборке из интервала 2017–2021 гг. ($n!$, вторая строка сверху в табл. 3). Эта оценка является новой, получена по независимым данным. Видно, что значения дисперсии в этой выборке выгодно отличаются в меньшую сторону от значений дисперсии, вычисленных для предшествующего периода.

На рис. 1 проведено среднее значение $\bar{R}_0 = 8.090$ кпк, найденное по выборке из 56 измерений, и указана доверительная область, соответствующая найденному по всей этой выборке стандартному отклонению ($1\sigma = 0.225$ кпк). При этом хорошо видно, что доверительная область для красных точек должна быть примерно в два раза более узкой.

На рис. 2 приведены две гистограммы. Одна построена по выборке из 56 индивидуальных определений R_0 (светлая заливка) со средним $\bar{R}_0 = 8.090$ кпк и $\sigma = 0.225$ кпк. Другая построена по выборке из 21 индивидуального определения R_0 (темная заливка) со средним $\bar{R}_0 = 8.139$ кпк и $\sigma = 0.157$ кпк. В работе Камарильо и др. [6] отмечено, что распределение использованных ими 28 оценок R_0 шире гауссова и имеет другие небольшие отклонения от гауссианы. Такие проявления можно видеть на рис. 2 (уширены крылья распределения, вторичный максимум при $R \sim 7.6$ кпк на распределении из 56 оценок), хотя они и невелики.

В работе [6] негауссовость в распределении ошибок была доказана с применением распределения Стьюдента. Подход, использованный для определения наиболее вероятного значения ошибки среднего R_0 в работе [6] представляет интерес, мы также решили его применить.

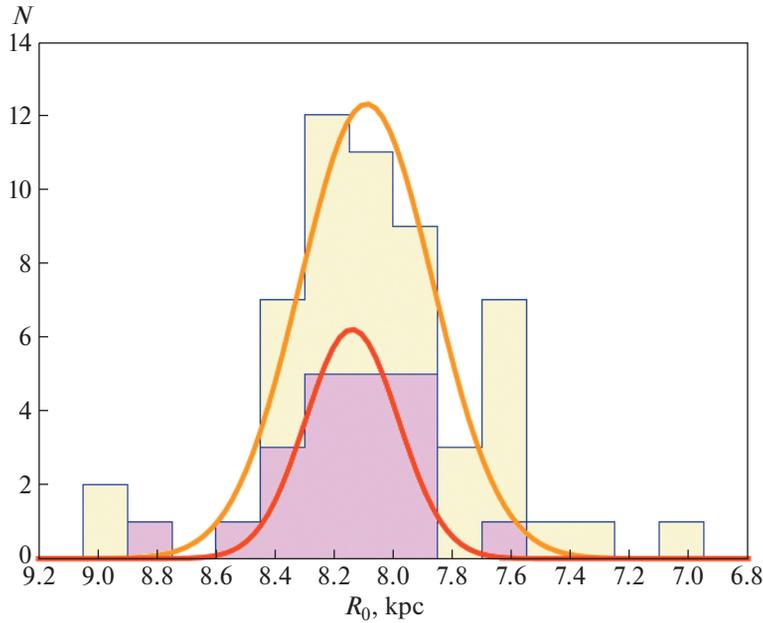


Рис. 2. Гистограммы распределения выборок из 56 значений (светлая заливка) и 21 значения R_0 (темная заливка) с соответствующими гауссианами, подробности см. текст.

3.2. Медианная статистика

Описание подхода можно найти в работах [6, 48, 49], которые применяли его при поиске наиболее вероятных значений ряда астрономических параметров. Камарильо с соавторами называют свой подход “медианной статистикой”. При этом он совершенно отличается от медианного метода, применяемого, например, в работах [2, 50].

Медиана – это центральное значение в отсортированном наборе данных, которое делит набор данных на две половины, каждая из которых содержит равное количество элементов. Медианная статистика предполагает статистическую независимость всех измерений и отсутствие систематических ошибок. Она не использует погрешности измерений, что является преимуществом, если ошибки оцениваются неправильно или являются негауссовыми. Расплатой за это служит то, что центральная медианная оценка имеет относительно большую неопределенность. Чтобы найти ошибки, связанные с медианной величиной, мы следуем работе [48].

Для набора данных из N независимых измерений M_i определяем вероятность P медианы M_{med} , лежащей между M_i и M_{i+1} , как биномиальное распределение:

$$P = \frac{2^{-N} N!}{i!(N - i)!} \quad (4)$$

Ошибки на медиане M_{med} определяются следующим образом. От значения M_{med} , имеющей наибольшую вероятность, производится интегриро-

вание в обе стороны. Остановка происходит при достижении кумулятивной вероятности значения 0.6827 от полной вероятности, что соответствует стандартному отклонению 1σ . Далее берется разность между медианой M_{med} и двумя значениями M , соответствующими концам интегралов, чтобы получить погрешность в одно стандартное отклонение, $1\sigma^+$. Далее мы продолжаем это интегрирование до тех пор, пока кумулятивная вероятность не достигнет 0.9545 от полной вероятности, чтобы получить ошибки стандартного отклонения в $2\sigma^+$. Отметим, что распределение не обязательно должно быть симметричным, поэтому оценки граничных значений $2\sigma^+$ не обязательно в два раза больше значений $1\sigma^+$.

В табл. 4 даны оценки R_0 и его ошибки, полученные только что описанным методом. Как показано в работе [6], оценки ошибок не симметричные, поэтому в табл. 4 даны оценки R_0 как для уровня $1\sigma^+$, так и для $2\sigma^+$. Отметим, что среднее в этом методе не вычисляется, а берется медианное из имеющегося упорядоченного списка (поэтому здесь не ставим значок среднее).

Вторая строка в таблице дана для сопоставления с результатом работы [6], где для выборки из 28 оценок с применением медианной статистики было найдено $R_0 = 7.96_{-0.23}^{+0.11}$ для уровня 1σ и $R_0 = 7.96_{-0.30}^{+0.24}$ для уровня 2σ . С учетом сделанного замечания о среднем, видим очень хорошее со-

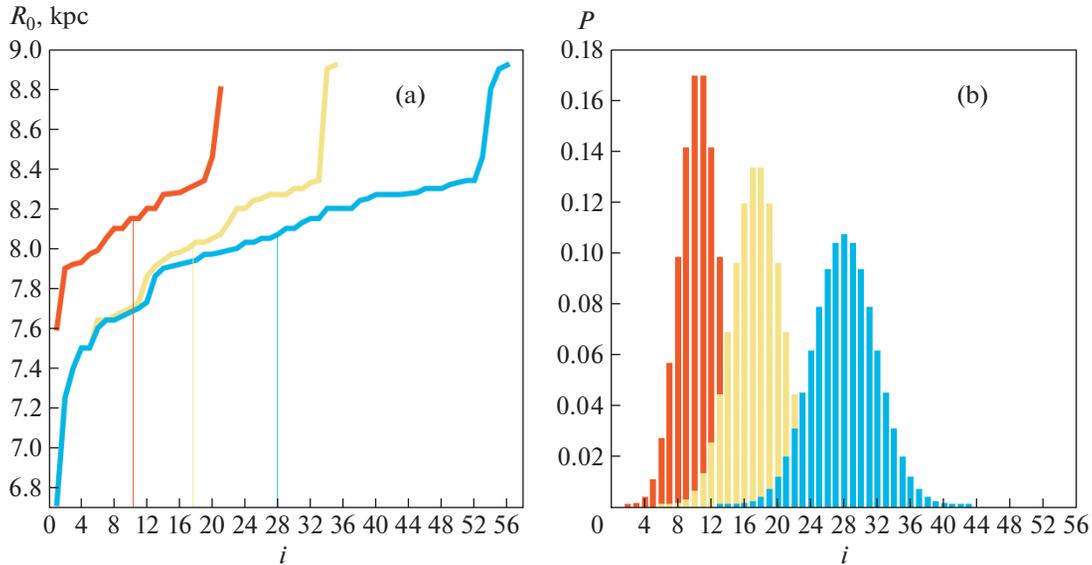


Рис. 3. Упорядоченные последовательности измерений с указанием медианных значений (а) и распределения вероятности P (б) в зависимости от номера последовательности i для трех выборок.

гласие в полученных нами и Камарильо и др. [6] оценках, сделанным по очень близким выборкам.

Метод проиллюстрирован на рис. 3. На рис. 3а показаны три упорядоченные по возрастанию последовательности измерений для трех выборок, которые содержат 21 (красный цвет), 35 (песочный цвет) и 56 (голубой цвет) измерений соответственно. Вертикальные линии на этом рисунке отмечают медианное значение. Распределение вероятности P (см. выражение (4)) для этих же выборок приведено на рис. 3б.

В табл. 4 наиболее интересным, конечно, является результат, полученный по выборке, содержащей 21 оценку. В предположении о симметричности ошибок, можем записать $R_0 = 8.15 \pm 0.11$ кпк. Как можно видеть из рис. 3а, последовательность для выборки из 56 измерений (голубая линия) имеет наименьший наклон к горизонтальной оси по сравнению с другими двумя последовательностями. Поэтому для этой выборки получены близкие ошибки, как для уровня $1\sigma_+$, так и для $2\sigma_+$.

Таблица 4. Оценки R_0 и его ошибки, полученные методом “медианной статистики”

n	$R_0 \pm 1\sigma$, кпк	$R_0 \pm 2\sigma$, кпк	Интервал $\pm 1\sigma$, кпк	Интервал $\pm 2\sigma$, кпк
21	$8.15_{-0.10}^{+0.12}$	$8.15_{-0.18}^{+0.13}$	8.05–8.27	7.97–8.28
35	$8.03_{-0.12}^{+0.10}$	$8.03_{-0.33}^{+0.17}$	7.91–8.13	7.70–8.20
56	$8.08_{-0.09}^{+0.12}$	$8.08_{-0.11}^{+0.12}$	7.99–8.20	7.97–8.20

Согласно второй и последней строкам табл. 3 имеем наиболее вероятное значение среднего $R_0 = 8.1$ кпк. В качестве наиболее вероятной оценки ошибки R_0 можно взять значение 0.1 кпк, которое находится в согласии как со значением, полученным при стандартном подходе, так и при использовании медианной статистики. Тогда для практического использования можно рекомендовать значение $R_0 = 8.1 \pm 0.1$ кпк. Отметим, что это значение находится в хорошем согласии с результатами, которые даны в табл. 1.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен статистический анализ оценок расстояния R_0 от Солнца до центра Галактики. Для этого использованы результаты, полученные различными авторами в течение последнего десятилетия, с 2011 по 2021 г. По всей этой выборке, содержащей 56 измерений, на основе стандартного подхода мы нашли среднее взвешенное значение $\bar{R}_0 = 8.090$ кпк с дисперсией $\sigma = 0.225$ кпк и ошибкой среднего взвешенного $\varepsilon_R = 0.030$ кпк. По этой же выборке на основе медианной статистики мы нашли $R_0 = 8.08 \pm 0.10$ кпк.

В нашем списке имеется 21 индивидуальная оценка R_0 , сделанная после 2017 г. Эти результаты никем еще не использовались для вычисления наилучшего среднего значения R_0 . По этой выборке на основе стандартного подхода мы нашли среднее взвешенное значение $\bar{R}_0 = 8.14$ кпк с дисперсией $\sigma = 0.16$ кпк и ошибкой среднего взвешенного $\varepsilon_R = 0.03$ кпк. По этой же выборке, содержащей 21 оценку, на основе медианной ста-

тики мы нашли $R_0 = 8.15 \pm 0.11$ кпк в предположении о симметричности ошибок.

Как мы уже отмечали, медианная статистика не дает совершенно точного значения среднего (медиана назначается из имеющегося списка измерений), но хорошо оценивает ошибки результата. Поэтому мы используем комбинированный результат, а именно, берем среднее взвешенное значение R_0 , а ошибки – оцененные на основе медианной статистики.

В итоге мы пришли к заключению, что для практического использования можно рекомендовать значение $R_0 = 8.1 \pm 0.1$ кпк.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *I. I. Nikiforov, Order and Chaos in Stellar and Planetary Systems*, Proc. Conf. 17–24 August 2003, at St. Petersburg State University, Russia; edited by G. G. Byrd, K. V. Kholshchikov, A. A. Myllari, I. I. Nikiforov, and V. V. Orlov (San Francisco: Astron. Soc. Pacific), ASP Conf. Ser. **316**, 199 (2004).
2. *Z. Malkin, Advancing the Physics of Cosmic Distances*, edited by R. de Grijs and G. Bono, Proc. IAU Symp. **289**, 406 (2013).
3. *J. Bland-Hawthorn and O. Gerhard*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **54**, 529 (2016).
4. *J. P. Vallée*, Astrophys. Space Sci. **362**, 79 (2017).
5. *R. de Grijs and G. Bono*, Astrophys. J. Suppl. **232**, id. 22 (2017).
6. *T. Camarillo, V. Mathur, T. Mitchell, and B. Ratra*, Publ. Astron. Soc. Pacific **130**, 4101 (2018).
7. *M. J. Reid*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **31**, 345 (1993).
8. *M. J. Reid, K. M. Menten, X. W. Zheng, A. Brunthaler, and Y. Xu*, Astrophys. J. **705**, 1548 (2009).
9. *S. Gillessen, F. Eisenhauer, S. Trippe, T. Alexander, R. Genzel, F. Martins, and T. Ott*, Astrophys. J. **692**, 1075 (2009).
10. *S. Gillessen, P. M. Plewa, F. Eisenhauer, R. Sari, et al.*, Astrophys. J. **837**, id. 30 (2017).
11. *D. S. Chu, T. Do, A. Hees, A. Ghez, et al.*, Astrophys. J. **854**, id. 12 (2018).
12. *R. Abuter, A. Amorim, M. Bauböck, J. P. Berger, et al.*, Astron. and Astrophys. **625**, id. L10 (2019).
13. *T. Do, A. Hees, A. Ghez, G. D. Martinez, et al.*, Science **365**, 664 (2019).
14. *H. S. Leavitt*, Ann. Harvard College Observ. **60**, 87 (1908).
15. *H. S. Leavitt and E. C. Pickering*, Harvard College Observ. Circ. **173**, 1 (1912).
16. *B. F. Madore*, Astrophys. J. **253**, 575 (1982).
17. *F. Caputo, M. Marconi, and I. Musella*, Astron. and Astrophys. **354**, 610 (2000).
18. *V. Ripepi, R. Molinaro, I. Musella, M. Marconi, S. Leccia, and L. Eyser*, Astron. and Astrophys. **625**, id. A14 (2019).
19. *L. N. Berdnikov, A. K. Dambis, and O. V. Vozyakova*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **143**, 211 (2000).
20. *A. Sandage and G. A. Tammann*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **44**, 93 (2006).
21. *D. M. Skowron, J. Skowron, P. Mróz, A. Udalski, et al.*, Science **365**, 478 (2019).
22. *D. Majaess, I. Dékány, G. Hajdu, D. Minniti, D. Turner, and W. Gieren*, Astrophys. Space Sci. **363**, 127 (2018).
23. *M. J. Reid, K. M. Menten, A. Brunthaler, X. W. Zheng, et al.*, Astrophys. J. **885**, id. 131 (2019).
24. *T. Hirota, T. Nagayama, M. Honma, Y. Adachi, et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan **72**, 50 (2020).
25. *V. V. Bobylev, O. I. Krisanova, and A. T. Bajkova*, Astron. Letters **46**, 439 (2020).
26. *I. I. Nikiforov and A. V. Veselova*, Astron. Letters **44**, 81 (2018).
27. *R. Abuter, A. Amorim, M. Bauböck, J. P. Berger, et al.*, arXiv:2101.12098 [astro-ph.GA] (2021).
28. *R. Contreras Ramos, D. Minniti, F. Gran, M. Zoccali, et al.*, Astrophys. J. **863**, id. 79 (2018).
29. *E. Griv, M. Gedalin, and I.-G. Jiang*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **484**, 218 (2019).
30. *E. Griv, M. Gedalin, P. Pietrukowicz, D. Majaess, and I.-G. Jiang*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **499**, 1091 (2020).
31. *T. D. Muhie, A. K. Dambis, L. N. Berdnikov, A. Y. Kniazev, and E. K. Grebel*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **502**, 4074 (2021), arXiv:2101.03899 [astro-ph.GA].
32. *A. Bhardwaj, M. Rejkuba, D. Minniti, F. Surot, et al.*, Astron. and Astrophys. **605**, id. A100 (2017).
33. *V. F. Braga, A. Bhardwaj, R. Contreras Ramos, D. Minniti, G. Bono, R. de Grijs, J. H. Minniti, and M. Rejkuba*, Astron. and Astrophys. **619**, id. A51 (2018).
34. *W. Qin, D. M. Nataf, N. Zakamska, P. R. Wood, and L. Casagrande*, Astrophys. J. **865**, id. 47 (2018).
35. *X. Chen, S. Wang, L. Deng, and R. de Grijs*, Astrophys. J. **859**, id. 137 (2018).
36. *N. D. Utkin and A. K. Dambis*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **499**, 1058 (2020).
37. *D. Kawata, J. Bovy, N. Matsunaga, and J. Baba*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **482**, 40 (2019).
38. *V. V. Bobylev, A. T. Bajkova, A. S. Rastorguev, and M. V. Zabolotskikh*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **502**, 4377 (2021).
39. *A. D. Klinichev, E. V. Glushkova, A. K. Dambis, and L. N. Yalalieva*, Astron. Rep. **62**, 986 (2018).
40. *I. Soszyński, A. Udalski, M. K. Szymański, M. Kubiak, et al.*, Acta Astronomica **58**, 293 (2008).
41. *D. Minniti, P. W. Lucas, J. P. Emerson, R. K. Saito, et al.*, New Astronomy **15**, 433 (2010).
42. *R. Moody, B. Schmidt, C. Alcock, J. Goldader, T. Axelrod, K. Cook, and S. Marshall*, Earth, Moon, and Planets **92**, 125 (2003).
43. *I. Soszyński, A. Udalski, M. Wrona, M. Szymański, et al.*, Acta Astronomica **69**, 321 (2019).
44. *M. F. Skrutskie, R. M. Cutri, R. Stiening, M. D. Weinberg, et al.*, Astron. J. **131**, 1163 (2006).
45. *P. Mróz, A. Udalski, D. M. Skowron, J. Skowron, et al.*, Astrophys. J. **870**, id. L10 (2019).
46. *A. Ali, H. A. Ismail, and Z. Alsolami*, Astrophys. Space Sci. **357**, 21 (2015).
47. *V. V. Bobylev and A. T. Bajkova*, Astron. Letters **40**, 389 (2014).
48. *J. R. Gott, M. S. Vogeley, S. Podariu, and B. Ratra*, Astrophys. J. **549**, 1 (2001).
49. *H. Yu, A. Singal, J. Peyton, S. Crandall, and B. Ratra*, Astrophys. Space Sci. **365**, 146 (2020).
50. *Z. Malkin*, arXiv:1202.6128 [astro-ph.GA] (2012).

УДК 523.98

АКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ НА СОЛНЦЕ С ПОВЫШЕННОЙ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТЬЮ В 24 ЦИКЛЕ

© 2021 г. С. А. Язев^{1, 2, *}, Е. С. Исаева^{1, 2}, Ю. В. Ишмухаметова¹

¹ Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

² Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

*E-mail: syazev@gmail.com

Поступила в редакцию 30.10.2020 г.

После доработки 25.01.2021 г.

Принята к публикации 15.02.2021 г.

Проанализированы активные области (АО) на Солнце, отличающиеся высокими значениями вспышечного индекса и в то же время развивавшиеся вне комплексов активности (КА). Таких объектов в 24 цикле выделено 13. Показано, что эти АО относятся к разряду сравнительно долгоживущих крупных групп пятен, отличающихся повышенной скоростью роста площади. Эти АО входят в состав комплексов АО, соединяются с другими АО системами высоких корональных систем, включая трансэкваториальные. Часть таких АО ассоциируется авторами с короткоживущими (менее 3 кэррингтоновских оборотов) комплексами активности, часть является компонентами комплексов активных областей. Все 13 рассмотренные АО находились рядом с корональными дырами.

Ключевые слова: солнечные вспышки, 24 цикл, вспышечноактивные области

DOI: 10.31857/S0004629921070069

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время, как и многие десятилетия назад, солнечные вспышки являются важными объектами исследований благодаря своему влиянию на околоземную среду. Природа вспышек и связанных с ними выбросов определяется диссипацией энергии магнитных полей, которые образуют на поверхности Солнца структуры, подверженные воздействию различного рода движений вещества. Давно выяснено, что за немногими редкими исключениями [1–3] вспышки возникают в пределах активных областей, возле групп пятен [4, 5]. Тем не менее хорошо известно, что группы пятен существенно различаются между собой с точки зрения их вспышечной активности. В некоторых группах пятен могут вообще не наблюдаться вспышки, в других же могут происходить целые серии сильных вспышек высоких рентгеновских классов. Разброс в значениях суммарной энергии вспышек, которые наблюдаются в разных активных областях (АО), может достигать нескольких порядков величины. В связи с этим вопрос о том, по каким причинам та или иная группа пятен может стать (или не стать) вспышечноактивной, был и остается актуальным.

На протяжении многих лет исследователи постепенно выделяли статистические и морфологические свойства групп пятен, пытаясь выявить их связь с потенциальным уровнем вспышечной ак-

тивности. Давно отмечена связь цюрихского класса групп пятен со способностью АО генерировать вспышки [6]. Гелиофизикам хорошо известно, что вспышки связаны с процессами, сопровождающими выход из-под фотосферы новых порций магнитного потока [7]. Считается вспышечноопасным наличие в структуре групп пятен так называемых дельта-конфигураций, когда в протяженной полутени одного и того же пятна наблюдаются элементы тени с противоположными магнитными полярностями [8, 9]. Отмечено, что в качестве признака потенциально повышенной вспышечной активности может рассматриваться вращение крупных пятен [9, 10]. Перед вспышками и во время вспышек зарегистрированы также сдвиговые движения вещества вдоль линии раздела полярностей (далее ЛРП) магнитных полей [11]. Набор этих и ряда других признаков легли в основу разработки действующих алгоритмов прогнозирования повышенной вспышечной опасности.

В то же время оправдываемость прогнозов вспышек пока еще далека от желаемой. Наблюдатели регулярно сталкиваются с ситуацией, когда сходные с точки зрения морфологии группы пятен существенно различаются по уровню вспышечной активности.

Авторы продолжают проверять гипотезу, связывающую уровень вспышечной активности

групп пятен с их принадлежностью или же не принадлежностью к комплексам активности (КА). В понятие КА разными авторами в разное время вкладывался разный смысл [12–17]. Наиболее распространенным является классическое восприятие КА как системы из нескольких близко расположенных АО, физически связанных между собой. Современные средства наблюдений (прежде всего в ультрафиолетовом диапазоне спектра) демонстрируют, как АО могут быть связаны друг с другом через высокие корональные петли, иногда протягивающиеся на значительные расстояния (как правило, до 40 гелиографических градусов). Такие крупномасштабные системы получили название комплексов активных областей (КАО) [17, 18]. В ряде случаев понятия КА и КАО воспринимаются как тождественные.

Следуя концепции иркутской школы, заложенной В.Г. Баниным в восьмидесятые годы прошлого века, в настоящей работе КА рассматриваются как долгоживущие (наблюдающиеся на протяжении нескольких кэррингтоновских солнечных оборотов) магнитные структуры. Известно, что типичные группы пятен редко существуют в течение нескольких недель (и тем более месяцев). Поэтому, если на одном и том же месте в кэррингтоновской системе координат в течение нескольких оборотов наблюдаются пятна, как правило, это разные группы пятен, последовательно появляющиеся на одном и том же месте. Такие области с характерным размером 20×20 гелиографических градусов в рамках описываемой концепции получили название ядер КА [19, 20].

Известны случаи, когда ядро КА существовало на протяжении 15–17 солнечных оборотов, и за это время в ядре КА могли смениться последовательно появлявшиеся десятки АО. Неподверженность ядер КА дифференциальному вращению позволила предположить, что эти структуры связаны с глубинными слоями конвективной зоны, для которых характерна ослабленная (по сравнению с поверхностными слоями) дифференциальность, а скорость вращения близка к кэррингтоновской. Отмечены случаи, когда несколько ядер КА, находясь на расстоянии менее 40° друг от друга, могут располагаться в пределах общего протяженного флоккульного поля и быть связанными друг с другом высокими корональными петлями. Такие КА считаются многоядерными.

В то же время существуют так называемые ветви КА – АО, скорость вращения которых определяется гелиографической широтой (законом дифференциального вращения) и которые существуют не более одного кэррингтоновского оборота, но связаны (как правило, высокими корональными петлями) с ядром КА, располагаясь на расстояниях до 40° .

В рамках такого подхода КАО может рассматриваться как временной срез, “моментальный снимок” КА, отражающий состояние КА в данном кэррингтоновском обороте. Какие компоненты КАО относятся к ядрам КА, а какие принадлежат ветвям, можно определить, лишь обладая информацией о развитии таких структур на протяжении нескольких солнечных оборотов.

Ранее удалось показать, что именно принадлежность группы пятен к ядру либо ветви КА является важным статистическим признаком ее потенциально повышенной вспышечной активности. Так, по результатам [21], за период с января 2009 г. по январь 2019 г. 78.2% всех вспышек с рентгеновскими классами, начиная с M1.0, произошли в АО, располагавшихся в ядрах и ветвях КА. 87% всех так называемых LDE-вспышек и 100% гамма-вспышек наблюдались в КА [21, 22], около 80% протонных событий, оказавших влияние на околоземную среду, произошли в КА [23].

Гипотеза, объясняющая причину более высокой вспышечной активности в тех АО, которые развиваются в ядрах или в ветвях КА, была выдвинута в работе [24], развита в последующих работах [20, 21, 23] и сводится к следующему. Ядра КА являются местами последовательного выхода новых порций магнитного потока (проявляющихся в форме АО), поэтому именно здесь осуществляется взаимодействие “старых” и “новых” магнитных систем, а также магнитных систем АО в ядрах и систем АО в ветвях, которые обладают значительными запасами свободной магнитной энергии. Процессы взаимодействия магнитных систем, основанные на механизме пересоединения магнитных силовых линий, приводят к выделению этой энергии в сильных вспышках. С этой точки зрения, возникновение сильных вспышек в ядрах и отчасти в ветвях КА не вызывает вопросов и выглядит естественным процессом.

В то же время при анализе рентгеновских вспышек в 24 цикле активности была выделена особая популяция АО, не относящихся к КА, но в которых, тем не менее, тоже наблюдались рентгеновские вспышки классов M-X. Именно эти области, названные аномальными в указанном смысле, стали объектом исследования в настоящей работе.

2. АКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ В 24 ЦИКЛЕ. СРЕДНЕСТАТИСТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

Согласно данным [25], с 1 января 2009 г. по 31 декабря 2018 г. на видимом полушарии Солнца было выделено 1700 АО. Сравнение с каталогом КА [26] позволило разбить все АО, наблюдавшиеся в течение указанного периода, на три типа: АО в ядрах КА (382 объекта), АО в ветвях КА (148) и АО вне КА (1157). Соотношение этих типов АО,

выраженное в процентах, составило 22.4 : 8.7 : 68.9. Таким образом, 30% всех АО в 24 цикле за указанный период имели отношение к КА.

Был составлен отдельный каталог вспышечных групп пятен в 24 цикле, в которых наблюдались вспышки классов М-Х. Таких АО оказалось 198 (11.8% от общего числа), в том числе 32.7% АО в составе ядер КА, 16.2% АО в составе ветвей АО, и всего 4.3% в составе АО вне КА. Эта статистика еще раз подтверждает, что АО в составе КА обладают существенно более высокой вспышечной продуктивностью, чем АО вне КА.

Для каждой АО вне КА, где происходили вспышки классов М-Х, был рассчитан суммарный вспышечный индекс по правилу, применявшемуся в работе [21]. Напомним, что используется следующая классификация для обозначения вспышек, чьи максимальные интенсивности рентгеновского излучения лежат в пределах:

$$(1-9) \times 10^{-6} \text{ Вт/м}^2 - \text{класс С,}$$

$$(1-9) \times 10^{-5} \text{ Вт/м}^2 - \text{класс М,}$$

$$(1-n) \times 10^{-4} \text{ Вт/м}^2 - \text{класс Х,}$$

где n ограничено возможностями сенсора. Малыми называются все вспышки баллов С и меньше, средними — вспышки в пределах от М1 до М4.9 (М1 — 10^{-5} Вт/м², М4.9 — 4.9×10^{-5} Вт/м²). Вспышки класса больше М5 (М5 — 5×10^{-5} Вт/м²) относятся к сильным. Например, запись “вспышечный индекс данной вспышки равен М8.1” означает, что излучение в максимуме ее развития достигло значения 8.1×10^{-5} Вт/м², а соответствующая вспышка может быть отнесена к разряду сильных. Суммарный вспышечный индекс данной АО представляет собой индекс суммы максимальных значений интенсивности всех вспышек классов М и Х, наблюдавшихся в данной АО.

Как указано выше, АО вне КА, в которых наблюдались вспышки классов М-Х, были названы аномальными (далее ААО) — в том смысле, что в рамках используемой концепции КА, генерация вспышек классов М-Х в АО, расположенных вне КА, выглядит неожиданной.

Перечень ААО в 24 цикле приведен в табл. 1. В 24 цикле их оказалось всего 13. В первом столбце табл. 1 указан номер АО по порядку, во втором — последние четыре цифры номера АО согласно номенклатуре NOAA, в третьем столбце приведен номер кэррингтоновского оборота, в котором наблюдалась данная АО, в четвертом и пятом столбцах указаны, соответственно, кэррингтоновская гелиографическая долгота и гелиографическая широта. В шестом столбце дана максимальная площадь S_{\max} , которой достигла данная группа пятен, и выраженная в миллионных долях полушария (мдп), данные взяты в [25]. В седьмом

столбце приведен суммарный вспышечный индекс, рассчитанный по всем вспышкам классов М-Х, происшедших в данной АО. В восьмом столбце указано количество суток T_e , прошедших от даты возникновения (обнаружения) АО до даты достижения ею максимальной наблюдаемой площади АО. Девятый столбец содержит значения средней скорости роста площади группы пятен V_e от даты возникновения (обнаружения) группы пятен до даты достижения ею наблюдаемой максимальной площади. В десятом столбце приведено общее количество суток T , на протяжении которых на диске наблюдалась анализируемая ААО. Очевидно, что эта величина ограничена скоростью синодического вращения Солнца, и в тех случаях, когда ААО существовала на западном лимбе перед заходом за него, все значения должны быть увеличены на неизвестное число суток существования за лимбом. Это же замечание касается и даты достижения максимальной площади, которое может оказаться за западным лимбом.

Рассмотрим основные среднестатистические характеристики АО в 24 цикле за рассматриваемый период, которые приведены в табл. 2. Данные о площади и продолжительности наблюдений всех АО в 24 цикле активности на солнечном диске взяты в [25], средние параметры рассчитаны авторами.

В первом столбце указан тип АО в зависимости от ее местонахождения, во втором столбце приведено количество рассмотренных АО соответствующего класса, наблюдавшихся в 2009—2018 гг., в третьем — средняя скорость роста площади группы пятен V_e от даты первого обнаружения группы пятен до даты достижения максимальной площади. В четвертом столбце указано среднее число суток, в течение которых возрастала площадь группы пятен T_e , в пятом столбце — средняя наблюдавшаяся максимальная площадь группы пятен S_{\max} , в шестом столбце — средняя продолжительность существования группы пятен T от даты появления (наблюдения) до даты исчезновения (либо ухода за западный лимб). В седьмом столбце указана средняя скорость уменьшения площади группы пятен V_d от даты достижения максимальной площади группы пятен до даты исчезновения, либо захода за западный лимб. Необходимо отметить, что скорость уменьшения площади удалось вычислить не для всех событий (их число указано в скобках в последнем столбце). Это связано с тем, что часть пятен ушли за лимб до достижения максимальной площади.

Судя по данным в табл. 2, для каждого типа групп пятен характерно свое типичное значение указанных параметров. В обычных АО за пределами КА площадь группы пятен растет в среднем со скоростью 34 мдп в сутки, несущественно от этого значения отличается скорость роста площа-

Таблица 1. Некоторые параметры аномальных активных областей

№ п/п	№ АО	Номер кэпп. оборота	Кэпп. долгота	Широта	S_{\max} , мдп	Суммарный вспышечный индекс	T_e , сут	V_e , мдп/сут	T , сут
1	1041	2092	50	-25	200	1.18	3	66	11
2	1046	2093	185	+20	190	0.83	5	38	11
3	1069	2096	205	+42	170	0.12	2	85	5
4	1166	2107	92	+15	770	2.16	11	70	14
5	1169	2107	60	+20	360	0.52	9	40	12
6	1618	2130	130	+10	450	0.81	7	64	11
7	1652	2132	185	+20	320	0.44	3	106	13
8	1654	2132	148	+20	1100	0.22	4	275	14
9	1726	2136	335	+13	1000	0.10	7	142	8
10	1745	2137	350	+14	600	1.02	3	200	14
11	1748	2137	295	+10	310	9.79	2	155	13
12	2158	2154	95	+15	440	2.05	8	55	14
13	2672	2194	235	+8	270	0.11	3	90	13

Таблица 2. Характеристики активных областей

Тип АО	Число АО	V_e , мдп/сут	T_e , сут	S_{\max} , мдп	T , сут	V_d , мдп/сут
АО вне КА	1157	34.4 ± 1	2.9 ± 0.07	116 ± 5.5	6.7 ± 0.1	35.3 ± 2 (1041)
АО в ядрах КА	382	49.3 ± 2.7	3.4 ± 0.1	160.7 ± 10	8.1 ± 0.2	40.6 ± 2.9 (346)
АО в ветвях КА	148	37.4 ± 4.2	2.8 ± 0.2	105.5 ± 14.1	6.5 ± 0.3	31.6 ± 4.7 (132)
Аномальные АО	13	106.6 ± 19.2	5.2 ± 0.8	475.4 ± 85	11.8 ± 0.7	148.3 ± 73.2 (13)

ди группы пятен в ветвях КА – 37 мдп в сутки. Скорость роста площади группы пятен, возникающей в ядре КА, была выше, причем статистически значимо – более чем на 40%. Что касается групп пятен, которые были отнесены к разряду аномальных по признаку их высокой вспышечной активности, скорость роста их площади втрое выше, чем у обычных групп пятен и вдвое выше, чем в ядрах КА. Скорость уменьшения площади у аномальных АО тоже наиболее высока среди всех типов АО – в 4–5 раз выше, чем у ветвей КА и обычных спорадических АО вне КА.

При этом, если среднее количество суток, протекающих от появления до даты достижения максимальной площади, для обычных групп пятен и групп пятен в ветвях КА оказывается примерно одинаковым, в ядрах КА – несколько больше, а в аномальных областях – почти вдвое больше, чем в обычных. Учитывая, что и скорость, и время роста площади в ААО высоки, следует ожидать, что и максимальная площадь группы пятен должна оказаться высокой. Так оно и есть: у обычных групп пятен и у групп пятен в ветвях КА максимальная площадь в среднем несколько превышает 100 мдп (это сравнительно небольшие группы

пятен), средняя максимальная площадь групп пятен в ядрах КА оказалась более чем в 1.5 раза выше, но средняя максимальная площадь ААО почти вчетверо выше средней максимальной площади обычных групп пятен. Надо учитывать крайне малую статистику аномальных групп пятен, но на то они и аномальные.

Соответственно, аномальные области характеризуются самой большой продолжительностью жизни. Таким образом, можно сделать вывод, что аномальные активные области быстро, но долго наращивают площадь, достигают значительных площадей и долго существуют. Этого следовало ожидать, и это подтверждено измерениями.

Отметим, кроме того, явную северно-южную асимметрию расположения ААО в 24 цикле: все они (кроме первой) наблюдались в северном полушарии Солнца.

На рис. 1а приведено распределение всех АО в 24 цикле, находящихся за пределами КА, по значениям максимальной площади S_{\max} . Более 67% групп пятен из этой популяции оказались малыми (их максимальная площадь S_{\max} не превышала 100 мдп).

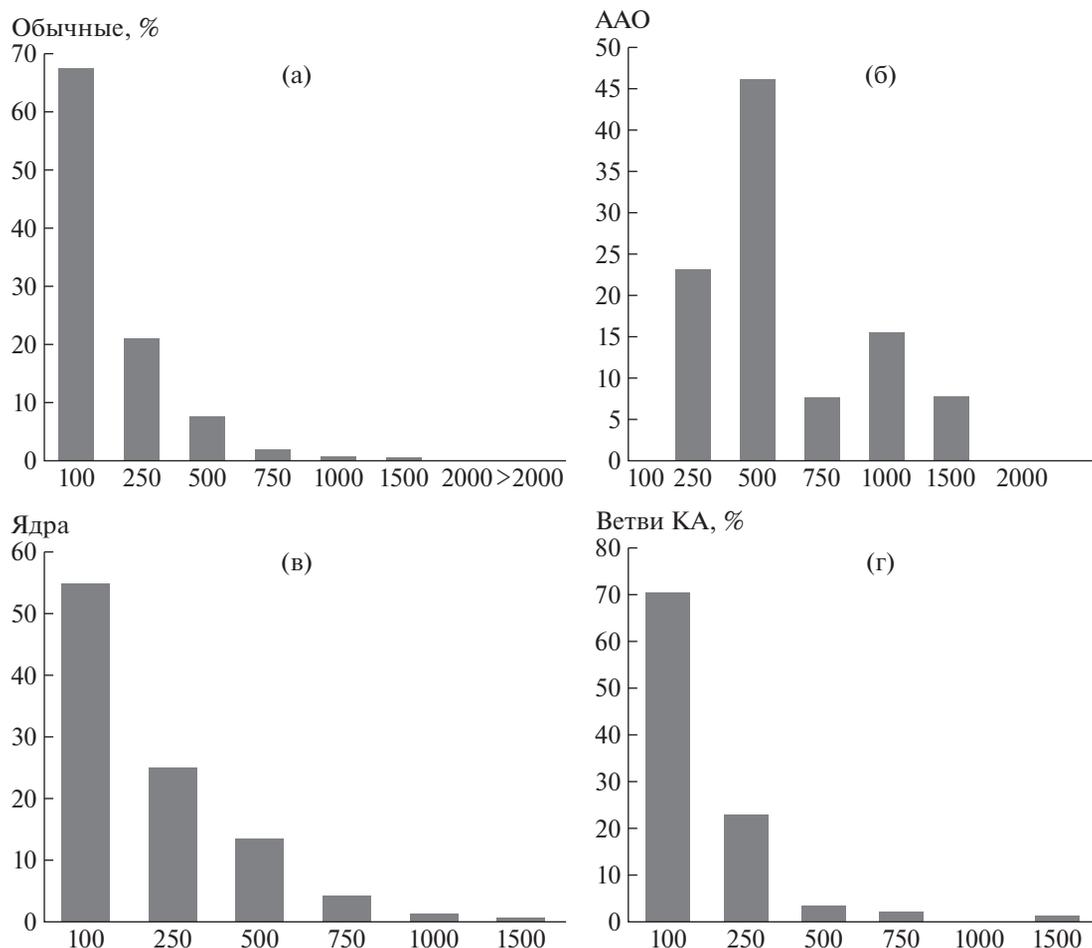


Рис. 1. а – распределение АО вне КА по значениям максимальной площади, б – аналогичное распределение для ААО, в – для АО в ядрах КА, г – для АО в ветвях КА.

Несмотря на малую статистику, видно, что соответствующее распределение ААО (рис. 1б) существенно отличается от предыдущего: максимум S_{\max} лежит в диапазоне площадей 250–500 мдп. Отмечены случаи со значениями S_{\max} , превышавшими 1000 мдп, что было крайне редким явлением в 24 цикле [27]. Во всей популяции ААО ни одна группа не оказалась малой (S_{\max} не было меньше 170 мдп). Таким образом, можно констатировать, что ААО отличаются необычным распределением по площади, это относительно крупные группы пятен.

На рис. 2 показаны распределения АО, не имеющих отношения к КА, по продолжительности жизни T . 65% “обычных” группы пятен вне КА существуют до 8 сут. Доля долгоживущих АО, которые живут дольше 14 сут, не превышает 1% (рис. 2а).

Для ААО распределение носит принципиально другой характер – в этой популяции присутствует совсем мало короткоживущих групп пятен, зато групп, существующих более 11 сут, оказыва-

ется более 76% (рис. 2б). Таким образом, в число ААО попадают сравнительно крупные и долгоживущие группы пятен.

Еще одно общее свойство рассматриваемых АО – их явная связь с корональными дырами (КД). Будем называть рекуррентными те КД, которые наблюдаются на протяжении как минимум двух кэррингтоновских оборотов. Для установления возможной связи ААО и КД на синоптические карты, где показаны контуры КД, были нанесены области, где располагались исследуемые АО. Оказалось, что для всех ААО в оборотах, предшествующих оборотам, когда наблюдались ААО, поблизости (в пределах менее 20 гелиографических градусов) наблюдались КД, при этом они оставались на Солнце и в следующем обороте одновременно с ААО. Эти данные приведены в табл. 3.

В первом и втором столбцах табл. 3 указаны номера ААО, в третьем столбце – номер кэррингтоновского оборота, в четвертом – взаимное положение ААО и ближайшей КД, в пятом – дан-

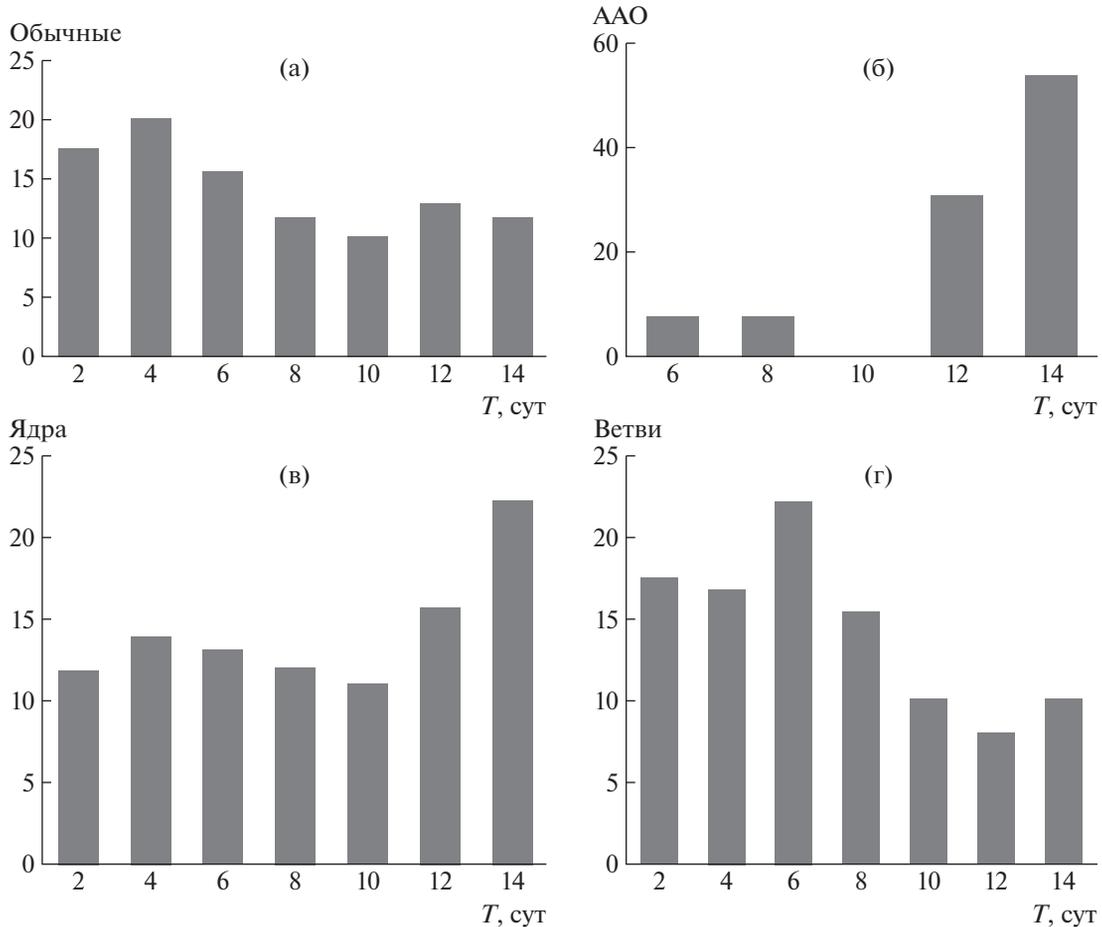


Рис. 2. а – распределение АО, наблюдавшихся вне КА, по продолжительности существования, б – аналогичное распределение для ААО, в – для АО в ядрах КА, г – для АО в ветвях КА.

ные о наличии КД в предыдущем обороте, предшествовавшем появлению ААО. Аббревиатура ЭКД обозначает “экваториальные КД” – КД, не связанные с полярными КД (ПКД).

Таблица наглядно демонстрирует, что а) как минимум, за один оборот до возникновения ААО вблизи (а в некоторых случаях непосредственно на том же месте в кэррингтоновской системе координат) наблюдалась КД, б) КД продолжала существовать одновременно с ААО.

На рис. 3 в качестве примера показана ситуация, связанная с ААО № 1046. Видно, что в 2092 обороте существовали несколько фрагментов КД, на месте одного из них в следующем обороте сформировалась АО 1046.

На рис. 4 показан еще один пример развития аномальных АО вблизи КД. АО 1166 сформировалась в 2107 обороте (рис. 4б) в самом конце протяженной КД, наблюдавшейся в 2106 обороте (рис. 4а). Указанные (и прочие) примеры производят впечатление неслучайной связи между расположением аномальных АО и КД.

Можно констатировать, что в пределах популяций АО, возникающих за пределами КА, ААО заметно выделяются по своим свойствам. В основном это сравнительно крупные и долгоживущие группы пятен, отличающиеся высокой (по сравнению с другими типами АО) скоростью, как роста, так и уменьшения площади. Важным свойством этих АО представляется обязательное присутствие поблизости рекуррентной КД (в некоторых случаях АО возникает прямо на месте КД).

Рассмотрим каждое аномальное событие отдельно.

3. АНОМАЛЬНЫЕ АКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ. ИНДИВИДУАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

В настоящем разделе рассмотрены индивидуальные свойства ААО. Особое внимание обращалось на такой параметр, как связь АО с другими близкими АО через высокие корональные петли. Именно это свойство, типичное для АО, входящих в КАО, рассматривалось как фактор, гипоте-

Таблица 3. Аномальные активные области и корональные дыры

№ п/п	№ АО	Номер кэrr. оборота	Примыкающая КД	КД в предыдущем обороте
1	2	3	4	5
1	1041	2092	ЭКД к востоку, вплотную к ААО	ЭКД и к востоку, и к западу от места ААО
2	1046	2093	Цепочка фрагментов КД с юга, продолжающая “рукав” ПКД через экватор, направлена точно к ААО	ЭКД точно на месте ААО
3	1069	2096	ЭКД к западу вплотную к ААО. ЭКД связана с рукавом северной ПКД	ЭКД к западу
4	1166	2107	Цепочка фрагментов ЭКД к западу от ААО, направлена точно к ААО	ЭКД на месте ААО
5	1169	2107	На продолжении цепочки ЭКД, протянутой к АО 1166	ЭКД к западу возле будущей ААО 1166
6	1618	2130	ЭКД к северу и востоку от ААО	ЭКД к западу и к северу от места будущей ААО
7	1652	2132	ЭКД к северо-востоку от ААО	ЭКД там же, что и в 2131 обороте
8	1654	2132	ЭКД к востоку и северу от ААО	ЭКД на том же месте
9	1726	2136	ЭКД к западу от ААО	ЭКД далеко (50° к востоку)
10	1745	2137	Фрагменты ЭКД к югу от ААО через экватор	Фрагменты небольшой ЭКД там же. ААО 1745 рядом (к западу) с местом ААО 1726
11	1748	2137	ЭКД к востоку от ААО	Та же ЭКД к востоку
12	2158	2154	Рукав ПКД направлен к ААО через экватор	Нет КД
13	2672	2194	Рукав ПКД направлен к ААО через экватор	Тот же рукав ПКД существует

тически влияющий на повышенную вспышечную активность ААО.

АО № 1041. Эта АО наблюдалась в обороте 2092. В предыдущем обороте № 2091 на тех же координатах наблюдалась биполярная АО № 1039. В следующем обороте пятен здесь уже не было, поэтому по формальным признакам [20] структура не может быть отнесена к разряду КА, но речь может идти о примере “короткоживущего” КА.

АО № 1046. В предыдущем и последующем оборотах на месте этой АО пятна не наблюдались. Тем не менее в 60° к западу от АО находится ядро КА 24N01 (АО 1045). На снимках SOHO на длине волны 17.1 нм видны трансэкваториальные петли, соединяющие рассматриваемую АО № 1046 в северном полушарии с АО № 1049, расположенной в южном полушарии на расстоянии 40–50° от нее к юго-востоку. Таким образом, АО 1046 может рассматриваться как компонент трансэкваториального КАО, существовавшего в 2093 обороте.

АО № 1069. Одна из немногих высокоширотных АО цикла (северная широта 42°). Ближайшая АО № 1064 в ядре КА 24N02 находится в 40° к

юго-западу. На снимках SOHO петель, соединяющих две АО, не видно.

АО №№ 1166 и 1169. Две АО, расположенные в 30° друг от друга, представляют собой ярко выраженный КАО с типичным расположением входящих в него АО на разных широтах (западная АО ближе к экватору), структура вытянута с юго-запада на северо-восток, как в многоядерных КА. Хорошо видна связь двух АО через корональные петли (рис. 5).

АО № 1618. В лучах 17.1 нм на снимках SDO отчетливо просматриваются трансэкваториальные петли, соединяющие данную АО с яркой областью без пятен (флоккулом) в южном полушарии, где в предыдущем 2129 обороте располагалась вспышечная АО № 1598. В 2130 обороте пятна, очевидно, уже распались, а яркий флоккул и магнитные связи остались (рис. 6). Анализ показал, что эта трансэкваториальная структура существовала как минимум на протяжении одного оборота: в предыдущем 2129 обороте на месте АО № 1618 располагалась небольшая АО № 1600, соединявшаяся трансэкваториальными петлями с уже упомянутой АО № 1598 (ветвь КА 24S10, АО

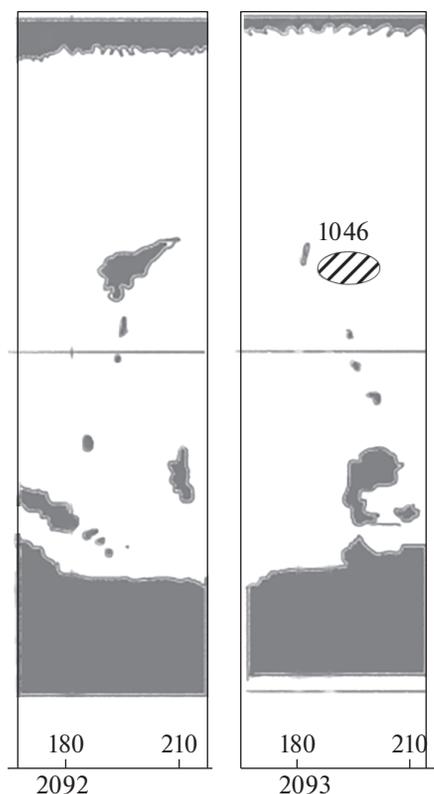


Рис. 3. а – фрагмент синоптической карты солнечной поверхности в 2092 обороте, б – тот же фрагмент в 2093 обороте. Черным цветом затушеваны КД, эллипсом показано положение АО № 11046.

№ 1620), где произошла одна из немногих в цикле гамма-вспышка [22, 28]. В 10° к западу от АО № 1600 наблюдалась крупная одиночная АО 1596. Еще одна гамма-вспышка произошла в рассматриваемой АО № 1618. Таким образом, трансэкваториальная система (КАО) из двух компонентов, включавшая АО № 1618, произвела в 2129–2130 оборотах две гамма-вспышки из 31, наблюдавшихся в цикле.

АО №№ 1652 и 1654. Эти две АО образуют КАО, соединены корональными петлями. Кроме того, АО 1654 связана магнитными петлями с небольшой АО 1656, расположенной к северо-востоку от нее. Перечисленные группы пятен, образующие КАО, показаны на рис. 7. АО № 1656 находится точно на месте упомянутой выше АО № 1596 (оборот 2129).

АО № 1726. Крупная биполярная АО № 1726 (максимальная площадь 1000 мдп) возникла в 2136 обороте. На снимке АО ИГУ от 21.04.2013 видно, что к западу видна еще одна небольшая группа пятен, не отмеченная в перечне АО NOAA. С этой областью АО № 1726 образовывала КАО. В следующем обороте на месте АО № 1726 пятен уже не было, но сохранилась магнитная корональная биполярная структура (рис. 8).

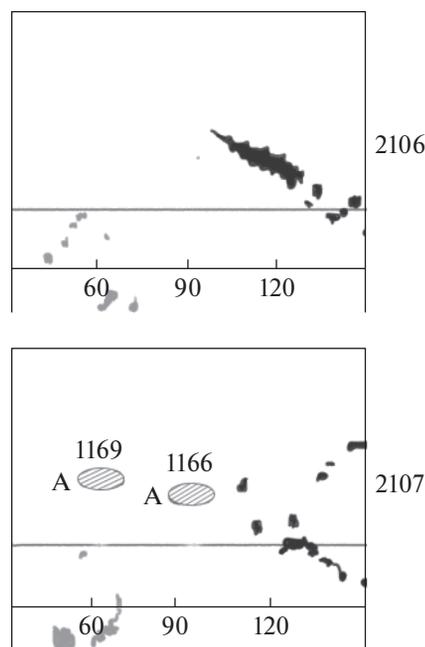


Рис. 4. а – фрагмент синоптической карты солнечной поверхности в 2106 обороте, б – в 2107 обороте. Черным цветом затушеваны КД, эллипсами показано положение ААО №№ 1166 и 1169.

АО № 1745 связана корональными петлями с АО № 1744. В предыдущем обороте на месте АО 1745 появлялась на один день АО, отмеченная обсерваторией ИГУ в составе КАО с АО 1726.

АО № 1748 связана низкими квазигоризонтальными петлями с остаточными структурами АО № 1726 (рис. 8), отличается обратным наклоном оси группы пятен по отношению к экватору. Здесь произошла серия вспышек класса X. Входит в состав разновозрастного КАО, включающего в себя АО №№ 1748, флоккул 1726, АО №№ 1745 и 1744.

АО № 2158 генерировала две вспышки X-класса, в том числе одну гамма-вспышку. На рис. 9 видна система высоких тонких петель, протягивающихся к востоку, флоккулу (остаточным полям) на месте АО 2139, наблюдавшейся в предыдущем обороте 2153 (разновозрастный КАО). К юго-западу через экватор находится АО № 2157, но трансэкваториальные петли, соединяющие эти АО, не видны.

АО № 2672. Одиночная крупная группа пятен. К востоку в 20° был флоккул, судя по магнитограмме – остатки небольшой биполярной АО. В предыдущем обороте здесь также не наблюдались пятна.

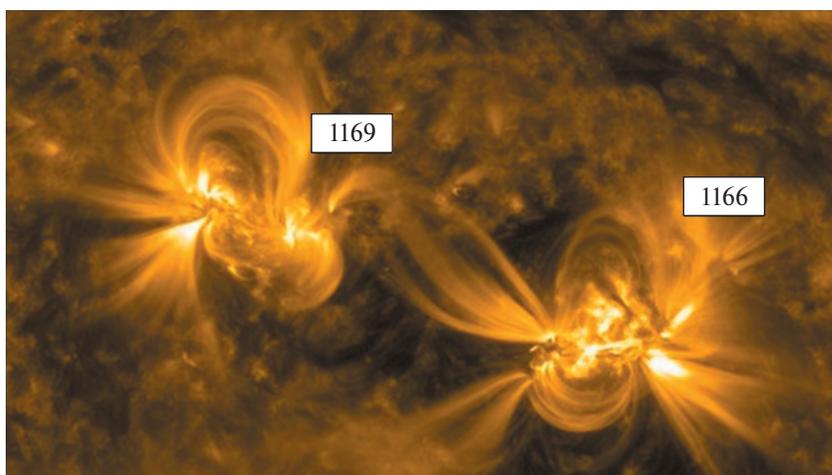


Рис. 5. Вспышечные активные области №№ 1169 и 1166 соединены корональными петлями. Снимок 10.03.2011, обсерватория SDO, 17.1 нм.

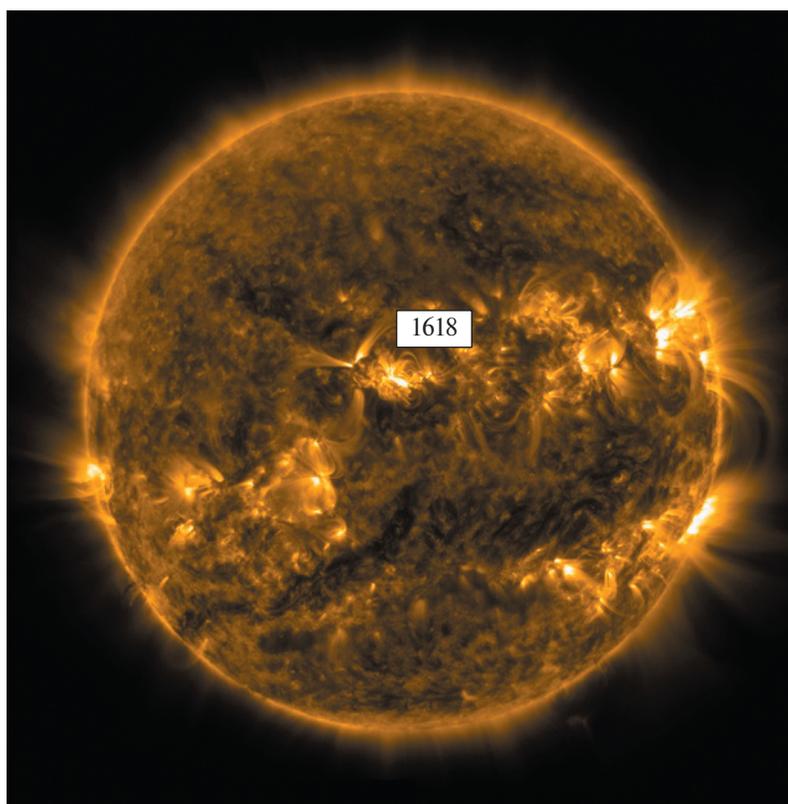


Рис. 6. Вспышечная активная область № 1618 соединена корональными петлями с областью в южном полушарии. Снимок 22.11.2012, обсерватория SDO, 17.1 нм.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В 24 цикле солнечной активности практически все АО, которые генерировали вспышки классов М и X, наблюдались в составе комплексов активности — либо в ядрах, либо в ветвях. В то же время выделены 13 АО, которые не могут быть отнесены

по формальным признакам к разряду входящих в состав КА. Изучение этих активных областей показало, что все они входили в состав КАО, существовавших на протяжении не трех кэррингтоновских оборотов подряд, а как правило, одного. Так, в состав КАО входили АО №№ 1069, 1166–1169, 1652–1654. В этих случаях системы коро-

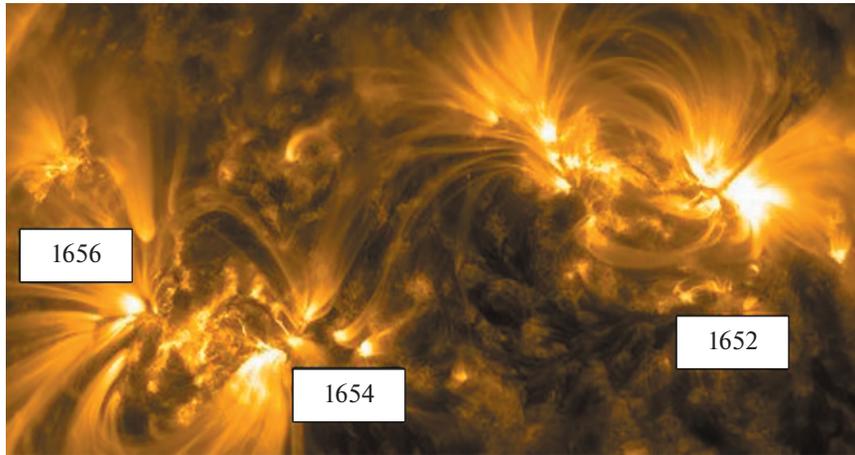


Рис. 7. Вспышечная активная область № 1654 соединена корональными петлями с АО 1652 и 1656. Снимок 12.01.2013, обсерватория SDO, 17.1 нм.

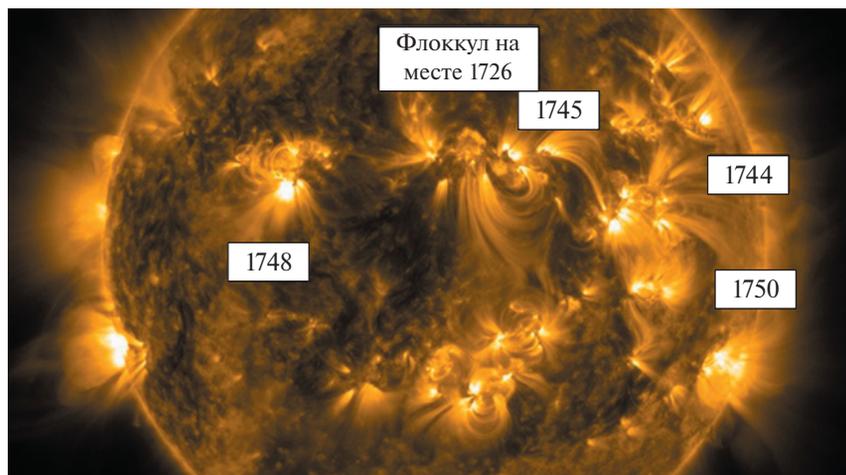


Рис. 8. Вспышечная активная область № 1745 соединена корональными петлями с АО 1744. К востоку от АО № 1745 находится флоккул, оставшейся от АО № 1726. Снимок 18.05.2013, обсерватория SDO, 17.1 нм.

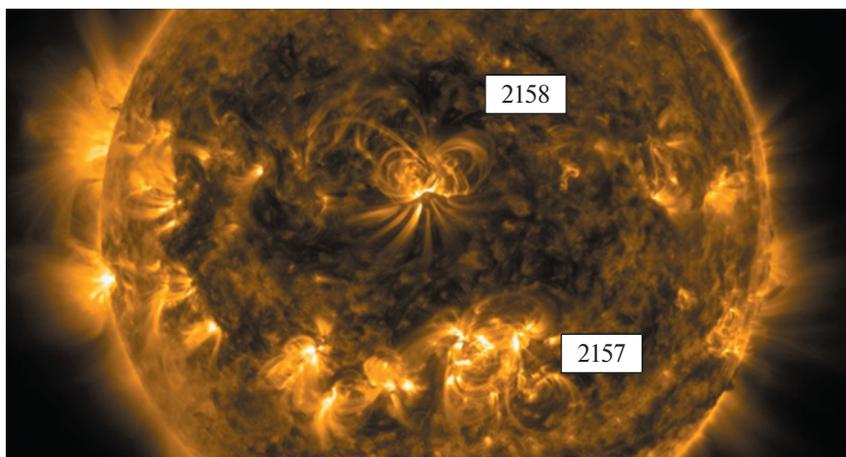


Рис. 9. Вспышечная активная область № 2158. Снимок 11.09.2014, обсерватория SDO, 17.1 нм.

нальных петель, соединявших активные области, были ярко выражены.

В случае АО № 1726 (на месте этой АО в следующем обороте наблюдались АО №№ 1745 и 1748) АО с пятнами могла соединяться петлями с менее ярко выраженной АО — старым флоккулом. Судя по морфологии и магнитограммам SDO, речь может идти об остатках небольшой АО, развивавшейся во время пребывания на обратном по отношению к земному наблюдателю полушарии Солнца. В этих случаях связи через корональные петли у ААО с более старой областью, выраженной в виде флоккула, сохранились. Аналогичные, несколько менее ярко выраженные системы реализованы в случаях КАО, состоящих из АО с пятнами и флоккула, — № 2158, 2672.

Особый интерес представляют случаи, когда вспышечная область соединялась трансэкваториальными корональными петлями с АО в противоположном (южном) полушарии (АО № 1046, 1618). В последнем случае трансэкваториальная система существовала на протяжении двух оборотов. Наконец, АО № 1041 в начале цикла обладала признаками типичного небольшого ядра КА: на тех же кэррингтоновских координатах в предыдущем обороте располагалась АО № 1039. Но эта система не была отнесена к разряду КА, поскольку, по определению, в ядре КА должна наблюдаться активность пятен в течение минимум трех оборотов подряд [20].

Важным свойством всех изученных АО оказалась явно не случайная связь с обязательно близко находящейся КД. Отмечены случаи, когда АО возникла на конце длинной КД, либо в месте, охваченном КД в виде дуги. Отмечен случай возникновения ААО прямо на месте КД, наблюдавшейся в предыдущем обороте. Таким образом, может быть выдвинута гипотеза о единой физической системе, включающей в себя КД и особую АО, возникающую на месте КД либо рядом с ней.

Еще раз отметим общие свойства рассмотренных вспышечных АО.

1. Все эти АО сформировались вблизи КД или прямо на месте недавно существовавшей КД.

2. Почти все эти АО являлись элементами КАО, будучи связаны через ярко выраженные корональные петли либо с другими АО, либо с уже распадающимися АО (старыми флоккулами). Исключение составляет высокоширотная АО № 1069, для которой не просматривается связь с соседними АО.

3. Все эти АО входят в популяцию достаточно крупных групп пятен, у которых скорость, как роста площади, так и скорость ее уменьшения после достижения максимума, заметно выше, чем у “обычных” АО, либо у АО, входящих в состав ядер либо ветвей КА.

4. Все указанные АО были отобраны по признаку высокой вспышечной активности — они дали сильные вспышки, сопровождавшиеся выбросами корональной массы. Все вспышки 24 цикла, сопровождавшиеся гамма-излучением и происшедшие вне КА, произошли в АО данной популяции.

С точки зрения авторов, оправдана гипотеза о том, что три первые перечисленные свойства рассмотренных АО являются значимыми факторами, определяющими их четвертое свойство — высокую вспышечную активность. По-видимому, для обеспечения способности АО генерировать сильные вспышки требуются все три фактора. Как правило, но далеко не всегда, эти факторы (не обязательно все) реализуются в КА. Вероятно, поэтому значительная доля всех сильных вспышек на Солнце происходит в ядрах (большой частью), либо в ветвях КА. В этих существующих на протяжении нескольких солнечных оборотов структурах накапливается энергия последовательно всплывающих в одном и том же месте магнитных полей, формируются сложные многоуровневые арочные конфигурации, в результате процессов пересоединения формируются неравновесные системы с токовыми слоями, что приводит к мощным вспышкам.

В то же время в некоторых КА не реализуется весь набор необходимых условий для генерации сильных вспышек, поэтому принадлежность АО к КА дает сравнительно высокую вероятность высокого вспышечного потенциала КА, но не гарантирует его. По-видимому, в популяцию ААО попали (в том числе) короткоживущие КА, по какой-то причине не сохранившие стабильный канал, по которому длительное время всплывали бы новые порции магнитного поля, и разрушившиеся, не достигнув возраста в 3 оборота.

Согласно интерпретации авторов, большая часть аномальных АО представляет собой КАО, включая трансэкваториальные, в которых АО оказались связанными друг с другом высокими корональными петлями. По-видимому, эти структуры, типичные, как правило, для долгоживущих КА, в данном случае возникли в отсутствие глубинного канала, достигающего глубоких слоев конвективной зоны. Судя по всему, здесь мы наблюдали АО, сформировавшиеся вблизи поверхностных слоев конвективной зоны, подобно “обычным” АО либо АО в ветвях КА, — в отличие от АО в ядрах КА. Но сформировавшиеся системы корональных арок, объединяющих две-три АО в КАО, обеспечили условия для сильных вспышек.

По-видимому, близкие КД, обязательно присутствовавшие поблизости (и даже, ранее, на месте) аномальных АО, тоже являются значимым фактором, обеспечивающим высокий вспышеч-

ный потенциал таких систем. Авторы планируют посвятить этому вопросу отдельное исследование.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны В.М. Томозову за полезные обсуждения и замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана Минобрнауки России (госзадание FZZE-2020-0017, FZZE-2020-0024).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *H. W. Dodson and E. R. Hedemann*, Solar Phys. **113**, 401 (1970).
2. *В. Ф. Чистяков*, Исследования по геомагнетизму, аэронауки и физике Солнца **95**, 70 (1988).
3. *А. В. Боровик, Д. Ю. Мячин, А. М. Уралов*, Известия КрАО **112**, 38 (2016).
4. *Г. Смит, Э. Смит* Солнечные вспышки (Москва, Мир, 1966).
5. *А. Т. Алтынецев, В. Г. Банин, Г. В. Куклин, В. М. Томозов*, Солнечные вспышки (Москва, Наука, 1982).
6. *Ю. И. Витинский, М. Копецкий, Г. В. Куклин*, Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца (М.: Наука, Гл.ред.физ.мат.лит., 1986).
7. *В. Н. Ишков*, Изв. РАН, сер. Физ. **62**, 1835 (1998).
8. *H. Kiunzel*, Astron. Notes **258**, 271 (1960).
9. *Е. А. Макарова, Н. Г. Бочкарев, Г. А. Порфирьева, А. Б. Делоне, Г. В. Якунина*, Труды ГАИШ **71**, 107 (2001).
10. *М. Ю. Савинкин, В. И. Сидоров, С. А. Язев*, Солнечно-земная физика, вып. 12, 8 (2008).
11. *А. А. Golovko, G. V. Kuklin, A. V. Mordvinov, and V. M. Tomozov*, Solar Maximum Analysis. Additional Issue.: Proc. of the intern. Workshop (Irkutsk, USSR, 17–24 June, 1985), Nauka, Sib. Division, 1988, pp. 278–290.
12. *V. Bumba, R. Howard*, Astrophys. J. **141**, 1502 (1965).
13. *V. Gaizauskas, K. L. Harvey, J. W. Harvey, and C. Zwaan*, Astrophys. J. **265**, 1056 (1983).
14. *В. Н. Ишков, Э. И. Могилевский*, Солнечная активность **9**, 3 (1983).
15. *V. G. Vanin, A. V. Borovik, and S. A. Yazev*, Contrib. Astron. Obs. Skalnat Pleso **15**, 289 (1986).
16. *В. Н. Обридко* Солнечные пятна и комплексы активности (М.: Наука, 1985).
17. *В. Н. Обридко, Ю. А. Наговицын* Солнечная активность, цикличность и методы прогноза (СПб.: Изд-во ВВМ, 2017).
18. *Э. И. Могилевский, Н. С. Шилова*, Известия КрАО **94**, 60 (1998).
19. *В. Г. Банин, А. В. Боровик, С. А. Язев*, Солнечные данные **5**, 82 (1988).
20. *S. A. Yazev*, Astronomy Reports **59**, 228 (2015).
21. *E. S. Isaeva, V. M. Tomozov, and S. A. Yazev*, Astronomy Reports **64**, 58 (2020).
22. *V. M. Tomozov, S. A. Yazev, E. S. Isaeva*, Astronomy Reports **64**, 722 (2020).
23. *E. S. Isaeva, V. M. Tomozov, and S. A. Yazev*, Astronomy Reports **62**, 243 (2018).
24. *В. Г. Банин, С. А. Язев, Г. М. Хмыров*, Солнечные данные **3**, 116 (1991).
25. The Solar Region Summary (SRS): <https://www.swpc.noaa.gov/products/solar-region-summary>.
26. Ядра комплексов активности на солнце в 24 цикл солнечной активности. С.А. Язев: http://ru.iszf.irk.ru/images/f/f2/000_ТАБЛИЦА_КА_В_24_ЦИКЛЕ_для_сайта_ИС-ЗФ_СО_РАН.doc.
27. *W. Livingston, M. Penn*, Eos Trans. AGU., 90, 257–258, (2009).
28. *G. H. Share, R. J. Murphy, S. M. White, A. K. Tolbert, B. R. Dennis, R. A. Schwartz, D. F. Smart, and M. A. Shea*, Astrophys. J. **869**, 182 (2018).

УДК 523.6

О ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ НАСЕЛЕНИЯ АСТЕРОИДОВ, СБЛИЖАЮЩИХСЯ С ЗЕМЛЕЙ

© 2021 г. Р. В. Золотарев^{1,*}, Б. М. Шустов^{2,**}

¹ Южный Федеральный Университет, Ростов-на-Дону, Россия

² Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: rv_zolotarev@mail.ru

**E-mail: bshustov@inasan.ru

Поступила в редакцию 05.02.2021 г.

После доработки 28.02.2021 г.

Принята к публикации 28.02.2021 г.

Рассмотрены аспекты динамической эволюции населения астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ): изменение со временем темпа убыли АСЗ, включая зависимость темпа от начальных параметров орбиты АСЗ, эффективность различных каналов убыли АСЗ и диффузия орбит АСЗ. Исследование проводилось как для реальных астероидов, так и для искусственно сгенерированного населения. Для исследования отобраны 3024 реальных астероида размером более 1 км с перигелийным расстоянием $q < 1.6$ а.е., из них 833 АСЗ ($q < 1.3$ а.е.), т.е. практически все крупные АСЗ. Для отдельных задач население АСЗ также моделировалось с помощью программы NEOPOP (ESA). Орбиты интегрировались на 10 млн. лет с помощью численного комплекса REBOUND. Учтено гравитационное поле Солнца и планет, а также возможность столкновений. Показано, что общая численность населения АСЗ убывает с медианным временем $t_{NEA} \approx 5.5$ млн. лет, что уточняет оценки других авторов. Главной особенностью данной работы является то, что в ней впервые исследована зависимость t_{NEA} от начальных значений параметров орбиты: большой полуоси a и эксцентриситета e . Показано, что эта зависимость весьма сильная: t_{NEA} для подмножества астероидов с большими a и e в десятки раз меньше, чем у подмножества с малыми a и e . Полученные качественные оценки зависимости $t_{NEA}(a, e)$ важны для количественного анализа адекватности различных моделей механизмов пополнения населения АСЗ. Изучены детали диффузии (перемешивания параметров) орбит астероидов в плоскости “ $a - e$ ” в процессе эволюции. 10% АСЗ за время интегрирования было выброшено из Солнечной системы, 1.5% выпало на планеты (в том числе на Землю 0.2%) и на Солнце (17%), 12.5% вышло из зоны АСЗ.

Ключевые слова: астероиды, АСЗ, диффузия орбит

DOI: 10.31857/S0004629921070070

1. ВВЕДЕНИЕ

Астероиды, сближающиеся с Землей (АСЗ), т.е. астероиды с орбитами, для которых перигелийное расстояние $q < 1.3$ а.е., привлекают большое внимание исследователей как одно из важных и динамично меняющихся населений малых тел Солнечной системы. Особое значение изучение АСЗ представляет в контексте ставших весьма актуальными для человечества проблем астероидно-кометной опасности и астероидных ресурсов (см., напр., [1]). Одна из важных особенностей динамической эволюции населения АСЗ состоит в том, что численность населения АСЗ на протяжении последних 2–3 млрд. лет оставалась почти неизменной, хотя динамическая шкала существования текущего населения АСЗ относительно коротка. Конечно, о численности АСЗ в предыдущие эпохи можно судить, лишь анализируя изменение со временем темпа ударного кратерообразования на безатмосферных телах Солнечной системы. Наиболее удобный для изучения естественный “журнал” с записями столкновений за большой интервал времени (миллиарды лет) — это поверхность Луны. Отсутствие атмосферы, воды, тектонической активности способствует сохранности этого журнала. Для Луны согласно работе [2] история бомбардировки описывается формулой

$$N(1) = 5.44 \times 10^{-14} (\exp(6.93T) - 1) + 8.38 \times 10^{-4} T, \quad (1)$$

где $N(1)$ — число кратеров размером более 1 км, образовавшихся на поверхности Луны в пересчете на площадь 1 км² за время T , которое задается в миллиардах лет от нашей эпохи в прошлое.

Производная по времени от соотношения (1) дает оценку темпа бомбардировки. Важный вывод: последние ~3 млрд. лет темп бомбардировки Луны, а значит и Земли, телами, представляющими опасность (за образование ударных кратеров размером более 1 км, ответственны тела размером более 50 м), менялся мало, хотя ~4 млрд. лет назад темп бомбардировки был на несколько порядков выше.

Второй вывод: тела размером ~50 м сталкиваются с Землей в среднем один раз в несколько сотен лет. Конечно, полученные выше оценки показывают изменения некоторого усредненного темпа бомбардировки. В течение миллиардов лет различные события могли вызывать (временные) изменения этого темпа. Например, оценки изменения численности околоземных объектов на основе анализа возрастов лунных кратеров в течение последнего миллиарда лет привели авторов работ [3, 4] к выводу, что число столкновений за единицу времени увеличилось в 2.6 раза 290 млн. лет назад. Возможная причина таких колебаний — разрушительные столкновения крупных тел. Так, согласно [5] катастрофическое разрушение большого астероида главного пояса 160 млн. лет назад могло почти вдвое увеличить современное число АСЗ диаметром $d > 1$ км по сравнению со средним числом, полученным для интервала в 1 млрд. лет. Еще одна причина — динамические возмущения в населении малых тел, вызванные сближениями Солнечной системы со звездами. Так, в [6] показано, что сближения Солнечной системы со звездами (на расстояние $\sim 10^5$ а.е.) происходят несколько раз (в среднем 4) в течение миллиона лет. Более близкие прохождения звезд на расстоянии $\sim 10^3$ а.е., вызывающие сильные динамические возмущения в ансамбле малых тел Солнечной системы, происходят примерно раз в 1–2 млрд. лет.

По современным представлениям главный источник АСЗ (95%) — это Главный пояс астероидов (ГПА), источником остальных АСЗ является пояс Койпера [7]. Поскольку за образование ударных кратеров на Луне и планетах ответственны в основном астероиды (точнее АСЗ), логично сравнивать статистику лунных (планетных) данных с астрономическими данными о распределении АСЗ по размерам. Как отмечено в [8], в целом лунные данные о статистике (размеров) ударников и астрономические данные о распределении размеров АСЗ хорошо согласуются, но существенно отличаются от статистики размеров астероидов Главного пояса. Что касается динамической шкалы населения АСЗ, то уже первые оценки [9–11] показали, что эта шкала относительно короткая и составляет несколько миллионов лет. Здесь под динамической шкалой мы понимаем характерное время, за которое численность фик-

сированной на данный момент времени популяция АСЗ заметно уменьшается. Как правило, для оценки шкалы берут так называемое медианное время, т.е. интервал времени, за которое численность популяции АСЗ уменьшается вдвое. Вытянутые орбиты АСЗ подвержены сильным возмущениям от планет и на этой шкале времени они либо выбрасываются из Солнечной системы, либо падают на Солнце и планеты. В [10] была изучена динамика выборки из 117 АСЗ на интервале времени 60 млн. лет. Показано, что 10–20% АСЗ из выборки за это время заканчивают свою жизнь, сталкиваясь с Венерой или Землей, более половины заканчивают свою жизнь, выпав на Солнце, и около 15% выбрасываются из Солнечной системы. Медианное время жизни этой выборки составляет около 10 млн. лет.

В нашей предыдущей работе [12] мы провели аналогичное исследование эволюции населения АСЗ, взяв модельную выборку объектов, построенную с помощью комплекса НЕОРОП Европейского космического агентства (см. в разделе 2). При изучении статистики каналов ухода АСЗ мы получили, что за примерно 5 млн. лет население АСЗ уменьшилось примерно вдвое. Распределение по каналам ухода получилось примерно такое же, как и в [10].

Параметры орбит менее массивных тел Солнечной системы (астероидов и метеороидов) могут существенно меняться под гравитационным воздействием более массивных тел. Эти изменения приводят к тому, что часть АСЗ просто уходит из области определения АСЗ, и наоборот, некоторые астероиды из не-АСЗ области становятся АСЗ. Мы называем такое явление для простоты и по аналогии с одноименным физическим процессом диффузией в пространстве параметров орбит астероидов, или просто диффузией орбит.

Отметим, что во всех предыдущих работах, включая [12], рассматривалась эволюция (убывание числа АСЗ) для выборки в целом, хотя и предполагалось, что темп убывания числа АСЗ может зависеть от начального набора параметров орбит АСЗ, однако эти предположения не были исследованы. В этой работе в разделе 2 мы более подробно, чем в [12], описываем общую постановку и метод расчета; в разделе 3 рассматриваем более детально процесс убывания населения АСЗ, обращая внимание на зависимость скорости этого процесса от начального набора параметров орбиты АСЗ (прежде всего, большой полуоси a и эксцентриситета e). Раздел 4 посвящен результатам изучения процесса диффузии орбит АСЗ. Выводы даны в разделе 5.

2. ОБЩАЯ ПОСТАНОВКА И МЕТОД РАСЧЕТА

Основная идея расчетов динамической эволюции АСЗ проста: нужно задать начальное распределение, т.е. задать начальные распределения элементов орбит АСЗ (прежде всего, больших полуосей a , эксцентриситетов e и наклонов орбит i , поскольку именно они описывают энергетические характеристики орбиты), “выключить” источники АСЗ и проследить дальнейшую динамическую эволюцию этого населения малых тел Солнечной системы. Массы АСЗ в динамической модели можно не учитывать, поскольку массы АСЗ намного меньше масс основных гравитирующих центров в Солнечной системе.

Конечно, было бы идеальным брать исходные данные об АСЗ только из наблюдений. Как уже упоминалось, по этому пути пошли авторы работы [10]. Они взяли 117 реальных астероидов (АСЗ). Но это все-таки не слишком представительная выборка. В идеале набор рассматриваемых астероидов должен быть полным. К сожалению, полнота списка АСЗ может считаться удовлетворительной (>90%) только для астероидов размером более 1 км. Для астероидов меньших размеров неполнота быстро увеличивается с уменьшением массы. Так, по данным из документа “National Near-Earth Objects Preparedness Strategy and Action Plan” (опубликован в 2018 г. Национальным советом по науке и технике, США) для астероидов размером 300 м (таких как астероид Апофис) неполнота составляет примерно 85%, для астероидов размером 50 м (Тунгусское тело) неполнота составляет уже примерно 99%, а для астероидов декаметрового размера (например, таких как Челябинское тело) неполнота весьма близка к 100%. Таких декаметровых АСЗ может существовать порядка 10 млн., а ведь именно астероиды размером менее 100 м представляют наибольшую угрозу (из-за гораздо большей частоты потенциальных столкновений по сравнению с более крупными телами). Понятно, что такой огромный объем данных, имеющийся у исследователей, все равно было бы невозможно включить в динамический код. Поэтому на практике для моделирования динамической эволюции ансамбля АСЗ обычно либо делают выборку из реальных АСЗ, выполняя обрезание по критерию полноты списка, либо используют население из модельных объектов, распределения элементов орбит которых задаются в соответствии с распределениями, полученными по наблюдаемым данным. Исследование динамики модельных АСЗ позволяет обеспечить большую гибкость в исследовании динамической эволюции астероидов различных размеров (массы), поскольку можно “дополнять” население АСЗ в тех интервалах значений массы, в которых неполнота наблюда-

тельных данных существенна. Этот подход использован в нашей работе [12], где мы взяли популяцию АСЗ в том виде, как она генерируется в программном комплексе НЕОРОП Европейского космического агентства¹. Была сгенерирована популяция АСЗ с числом частиц в начальный момент $N_0 = 1674$. Количество объектов определялось, с одной стороны, необходимостью достаточно представительной выборки, а с другой, техническими (вычислительными) ограничениями.

В данной работе для удобства сравнения с работой [10] мы решили включить в рассмотрение реальные объекты – АСЗ размером более 1 км, а также не-АСЗ астероиды крупнее 1 км, но находящиеся на диаграмме “большая полуось–эксцентриситет” (“ $a-e$ ”) близ области АСЗ. Еще раз подчеркнем: мы считаем, что выборка этих довольно крупных объектов считается практически полной. Из базы данных Центра малых планет² на момент 01 января 2021 г. были выбраны все астероиды с абсолютной астероидной звездной величиной H ниже 17.7^m . Это при некотором среднем альбедо 0.14 дает оценку размера (диаметра астероида) $d \geq 1$ км, причем выполнялось требование: перигелийное расстояние $q < 1.6$ а.е. Таких астероидов оказалось 3024. Все АСЗ размером более 1 км естественно попадают в эту выборку. Таких АСЗ насчитывается 833. В дальнейшем мы рассматриваем два варианта динамической эволюционной модели: (1) динамическую эволюцию населения только АСЗ и (2) всего ансамбля отобранных астероидов. Это делается для того, чтобы изучить особенности диффузии орбит (см. раздел 4).

Распределение астероидов по элементам орбиты a, e, i и q показано на рис. 1. На рис. 2 показано положение всех рассматриваемых астероидов на диаграмме “ $a-e$ ”. Поскольку одна из целей работы – исследование зависимости динамической эволюции ансамбля астероидов от начальных значений a и e , мы выделили цветом и формой значков пять групп астероидов. Штриховая жирная линия отмечает границу $q = 1.3$ а.е., т.е. разделяет области АСЗ (слева и выше границы) и не-АСЗ (справа от границы). Пунктирные линии соответствуют значениям q от 0.1 а.е. до 1.9 а.е. с шагом 0.2 а.е. В табл. 1 перечислены признаки выделенных групп.

Конечно, для изучения эволюции ансамбля астероидов нужно применять методы численного интегрирования. Главные затраты в подобных численных моделях уходят на адекватное вычисление гравитационного поля, меняющегося с изменением положения гравитирующих тел. Чтобы

¹ <http://neo.ssa.esa.int/neo-population>

² <https://www.minorplanetcenter.net/data>

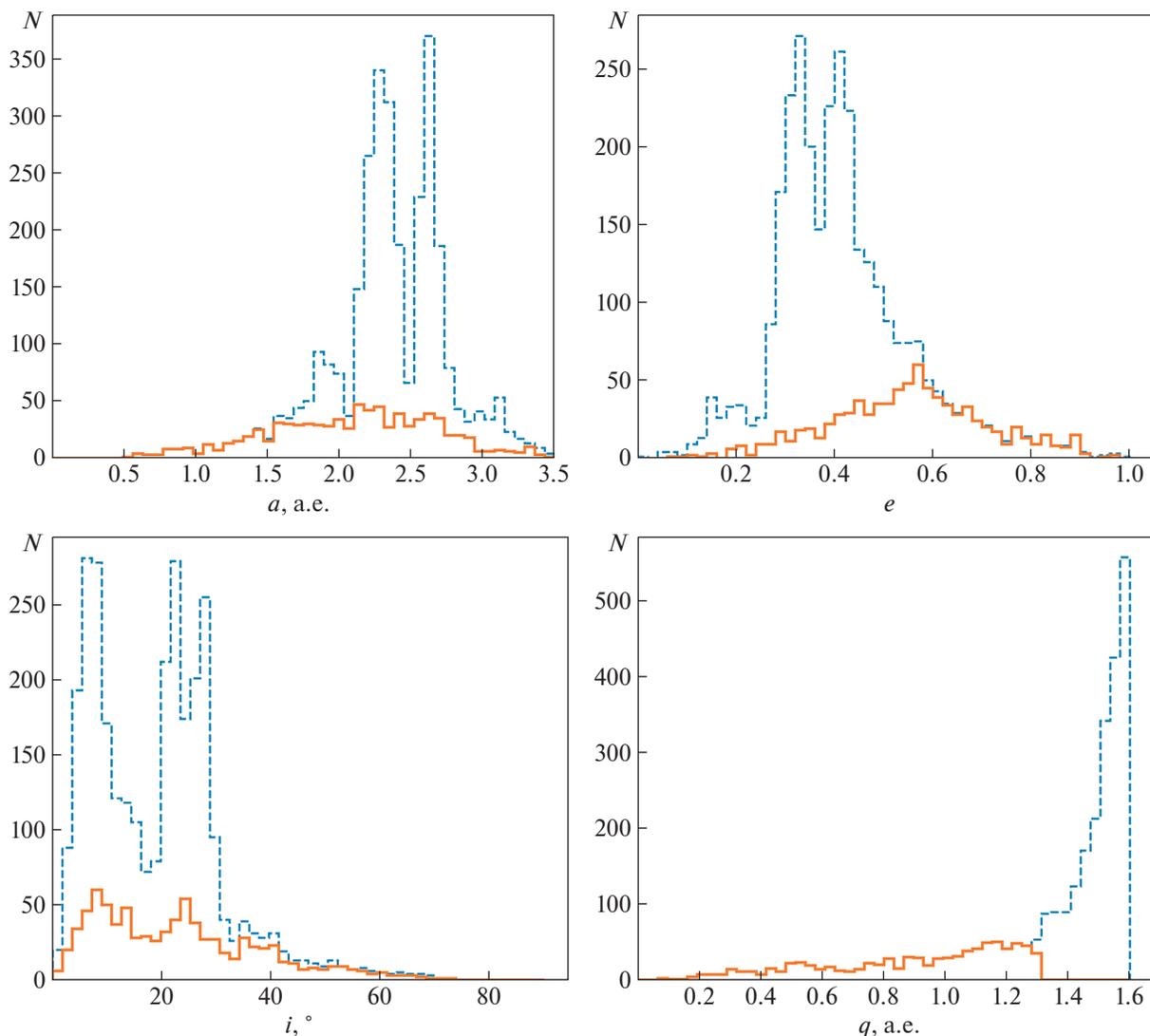


Рис. 1. Распределение астероидов по a , e , i и q в начальный момент времени. Штриховая линия показывает распределение для всей выборки, сплошная — распределение среди населения АСЗ, попавшего в выборку.

избежать нерациональных затрат вычислительного времени, мы ограничились набором из девяти гравитирующих тел, включающих Солнце и планеты Солнечной системы. Даже этот набор основных гравитирующих тел задает весьма

сложную эволюцию гравитационного поля в Солнечной системе. К счастью, хотя среди астероидов встречаются достаточно крупные тела, ни один астероид из рассматриваемой выборки не является достаточно крупным, чтобы вносить

Таблица 1. Группы астероидов на начальной диаграмме “ $a-e$ ”

Группа	Цвет	Значок	Диапазон изменений a , а.е.	Диапазон изменений e
1	зеленый	квадрат	0.0–1.0	0.5–1.0
2	красный	звездочка	1.0–3.5	0.5–1.0
3	синий	треугольник	0.0–1.0	0.0–0.5
4	оранжевый	косой крестик	1.0–3.5	0.0–0.5
5	фиолетовый	прямой крестик	не-АСЗ	не-АСЗ

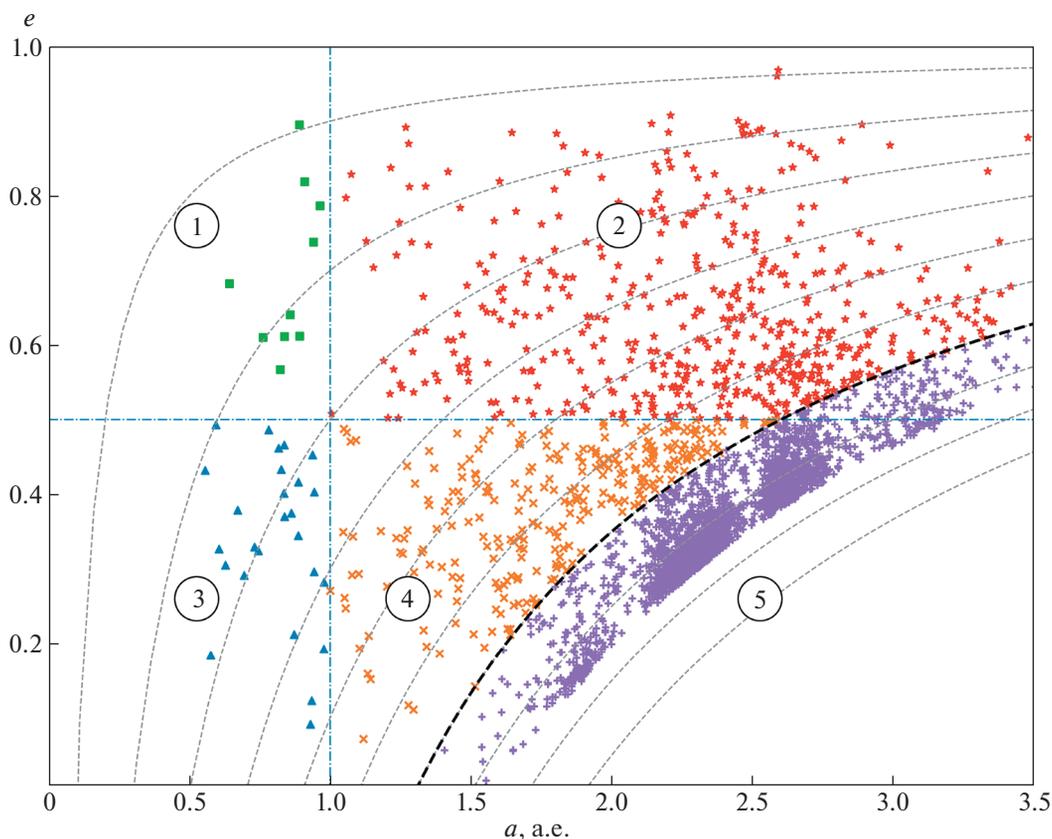


Рис. 2. Распределение ансамбля астероидов на диаграмме “ $a-e$ ” на начальный момент времени. Штриховая жирная линия отмечает границу $q = 1.3$, т.е. разделяет области АСЗ и не-АСЗ. Пунктирные линии соответствуют значениям q от 0.1 а.е. до 1.9 а.е. с шагом 0.2 а.е.. Выделены группы астероидов 1–5.

сколько-нибудь заметный (в рамках данной задачи) вклад в структуру гравитационного потенциала Солнечной системы. Именно поэтому астероиды можно считать пассивными частицами, гравитацией которых можно пренебречь. Солнце и планеты рассматривались как гравитирующие (активные) частицы.

Начальные условия для гравитирующих тел в модели были взяты из базы данных NASA JPL HORIZONS4. Для моделирования динамической эволюции ансамбля АСЗ был использован программный комплекс REBOUND [17] – универсальный N -body код, который находится в свободном доступе под лицензией с открытым исходным кодом.

Для интегрирования использовалась гибридная схема MERCURIUS [14], входящая в стандартную библиотеку REBOUND. В данной схеме основной расчет идет при помощи симплектической схемы WHFast [15] с постоянным шагом по времени, но при возникновении ситуации сближений частиц для них (сближающихся частиц) интегрирование автоматически переключается на схему IAS15 [16] с переменным шагом по вре-

мени. Такой подход позволяет точно обрабатывать сближения и столкновения частиц, сохранив при этом преимущества симплектической схемы при интегрировании на больших временах. Для WHFast был задан шаг интегрирования по времени, соответствующий 3 суткам, в схеме IAS15 шаг по времени выбирается автоматически для каждого шага [16]. Критерием сближения было выбрано приближение астероида к планете на расстояние, соответствующее 3 радиусам сферы Хилла планеты, такой же критерий является основным в схеме MERCURIUS (подробнее см. [14]). Во время обработки сближений частиц также учитывалась возможность столкновения АСЗ с крупными телами (активными частицами), участвующими в моделировании. В качестве сечения столкновения использовались геометрические размеры объектов, а размерами астероидов при этом пренебрегалось. Частицы-астероиды, испытавшие столкновение, исключались из дальнейших вычислений. Отметим, что большая часть сближений не приводила к столкновениям и такие частицы продолжали участвовать в моделировании.

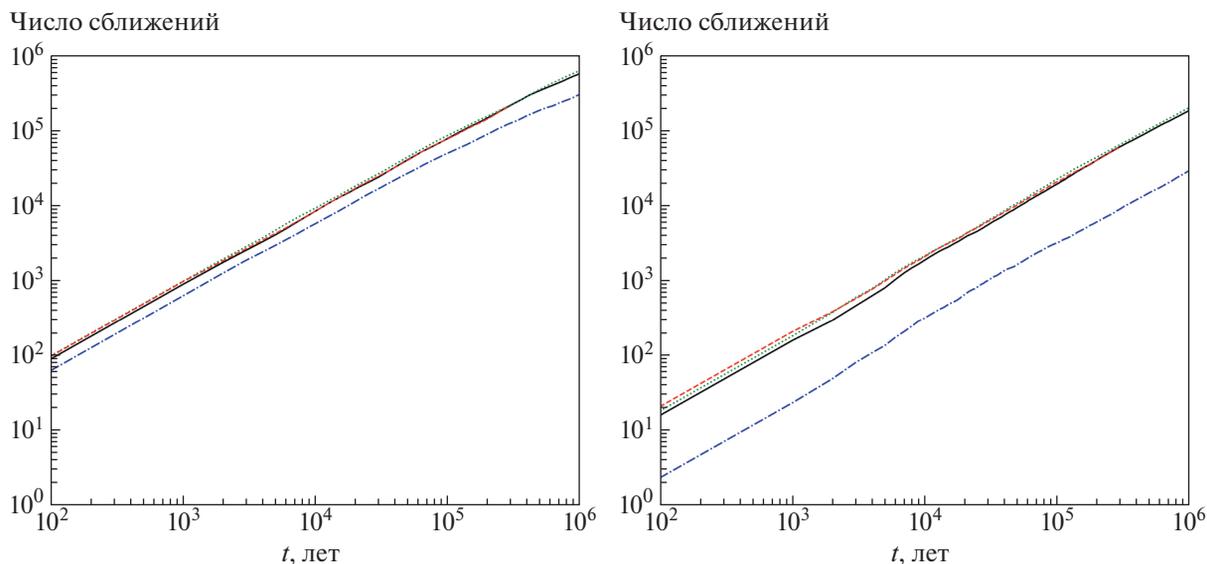


Рис. 3. Зависимость общего количества сближений модельных астероидов со всеми планетами (слева) и отдельно с Землей (справа) от времени. Для интегрирования при помощи схемы MERCURIUS: штрихпунктирная синяя линия соответствует интегрированию с шагом по времени 30 дней, сплошная черная линия — с шагом 3 дня, пунктирная зеленая линия — с шагом 0.3 дня. Штриховая красная линия соответствует интегрированию при помощи схемы IAS15.

Мы ограничились рассмотрением эволюции ансамбля астероидов в течение 10 млн. лет, поскольку предполагали, что такой интервал времени достаточен для того, чтобы выявить основные эволюционные характеристики, рассмотрению которых посвящена данная работа.

Основные изменения параметров орбит астероидов происходят во время сближений с планетами. Для ансамбля астероидов картину эволюции будет определять общее число сближений всех участников ансамбля с центрами тяготения. Поэтому число сближений нужно считать точно. Исходя из этого критерия, подбирался шаг по времени для основной схемы расчета. Для исследования того, какой шаг по времени необходим для точного подсчета количества сближений, с помощью пакета NEOPOP, кратко описанного в разделе 2, была сгенерирована синтетическая популяция из 500 АСЗ и ее эволюция проинтегрирована при помощи схемы MERCURIUS [14] с различным шагом по времени на интервале 1 млн. лет. Были выбраны шаги по времени, равные 0.3 дня, 3 дня и 30 дней. Также для контроля было выполнено интегрирование при помощи схемы IAS15 [16] с переменным шагом по времени. На рис. 3 представлена зависимость от времени количества сближений астероидов из этой модельной популяции с планетами. Во всех этих расчетах, так же как и в основном, учитывалась гравитация Солнца и планет Солнечной системы, а также возможность столкновений. Поскольку различия между результатами интегрирования с шагом 0.3 дня и 3 дня незначительны, из сообра-

жений экономии вычислительного времени мы выбрали для основных расчетов шаг 3 дня.

3. ЗАВИСИМОСТЬ ТЕМПА ИСТОЩЕНИЯ НАСЕЛЕНИЯ АСЗ ОТ НАЧАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ОРБИТ: БОЛЬШОЙ ПОЛУОСИ И ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА

Вначале рассмотрим эволюцию в модели, содержащей только АСЗ. Мы проинтегрировали движение астероидов групп 1–4 (см. табл. 1) и сравнили темп изменения численности астероидов по группам. На рис. 4 показаны относительные темпы изменения числа астероидов N/N_0 , где N — текущее число, а N_0 — начальное число астероидов в каждой из групп. Также показано изменение числа N/N_0 для ансамбля АСЗ в целом.

Интуитивно представляется, что орбиты астероидов групп 1 и 3 должны быть наименее изменчивы, так как относительно малое значение большой полуоси означает относительно более редкие сближения с планетами. По аналогичным соображениям орбиты АСЗ группы 2 наименее устойчивы. Эти интуитивные представления очень хорошо подтверждаются ходом кривых на рис. 4. Видно, что чем больше значения a и e , тем быстрее АСЗ уходят из этой области. Характерное (медианное) время t_{NEA} отличается для “крайних” групп 3 и 2 во много раз! Это имеет большое значение для изучения механизмов пополнения АСЗ. Такие механизмы должны обеспечивать по-

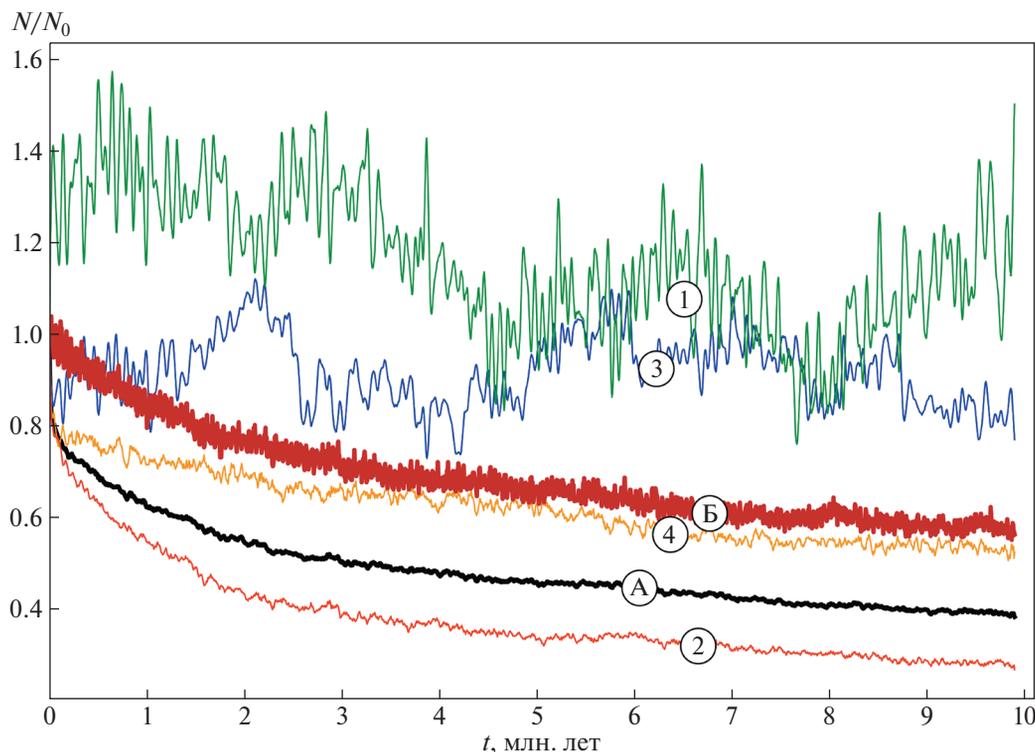


Рис. 4. Изменение относительного числа АСЗ в процессе эволюции. Цвета линий и обозначения соответствуют обозначениям в табл. 1. Линия “А” показывает изменение относительного числа астероидов в модели, содержащей только АСЗ, линия “Б” — в модели, содержащей всю изначальную выборку.

полнение не только общего числа АСЗ, но и по отдельным группам. Очевидно, что исходя из квазистационарности числа АСЗ, механизм (механизмы) пополнения должны, например, “поставлять” АСЗ группы 2 гораздо более интенсивно, чем АСЗ других групп.

Рассмотрение хода черной сплошной линии на рис. 4, представляющей средний темп убыли АСЗ в модели, содержащей только АСЗ, дает оценку величины t_{NEA} для всего ансамбля АСЗ примерно 5.5 млн. лет.

Естественно задать вопрос: а насколько устойчив полученный результат для среднего темпа убыли АСЗ, поскольку составляющие (т.е. зависимости для групп) различаются так сильно? Здесь полезен метод моделирования населения АСЗ, поскольку позволяет легко реализовать и проанализировать различные вариации. Для построения модельных наборов АСЗ мы снова применили пакет НЕОРОР, кратко описанный в разделе 2. На рис. 5 показана зависимость N/N_0 от времени для ансамбля, изначально состоящего из 500 АСЗ для 10 интегрирований на 10 млн. лет с различными начальными условиями. Отличия в кривых обусловлены только статистикой неизбежного разброса начальных значений элементов орбит астероидов в наборах АСЗ, выдаваемых про-

граммой НЕОРОР. Для проверки этого предположения мы провели аналогичные расчеты для ансамбля из 1000 частиц и получили похожий набор кривых, но разброс по ординате (для каждого момента времени) оказался примерно в два раза меньше, что полностью подтверждает наше предположение. Средняя статистическая оценка по этим модельным расчетам снова дает $t_{NEA} = 5.5$ млн. лет.

4. ДИФФУЗИЯ ОРБИТ

Как видно из рис. 3, население астероидов (напомним, что рассматривались 500 модельных астероидов) уже на шкале времени в тысячу лет испытывает большое количество сближений с планетами — около тысячи сближений за 10 тыс. лет. Понятно, что при этих сближениях орбиты малых тел испытывают существенные изменения и их положение в пространстве элементов орбит существенно меняется. При сравнении рис. 6, построенного для всего ансамбля рассматриваемых астероидов на момент времени $t = 3000$, и рис. 2 ($t = 0$ лет) видно, что уже через 3000 лет имеет место заметное взаимопроникновение астероидов из различных групп (хотя слово “уже” может быть не вполне уместным, ведь за это время астероиды совершили в среднем по тысяче оборотов вокруг

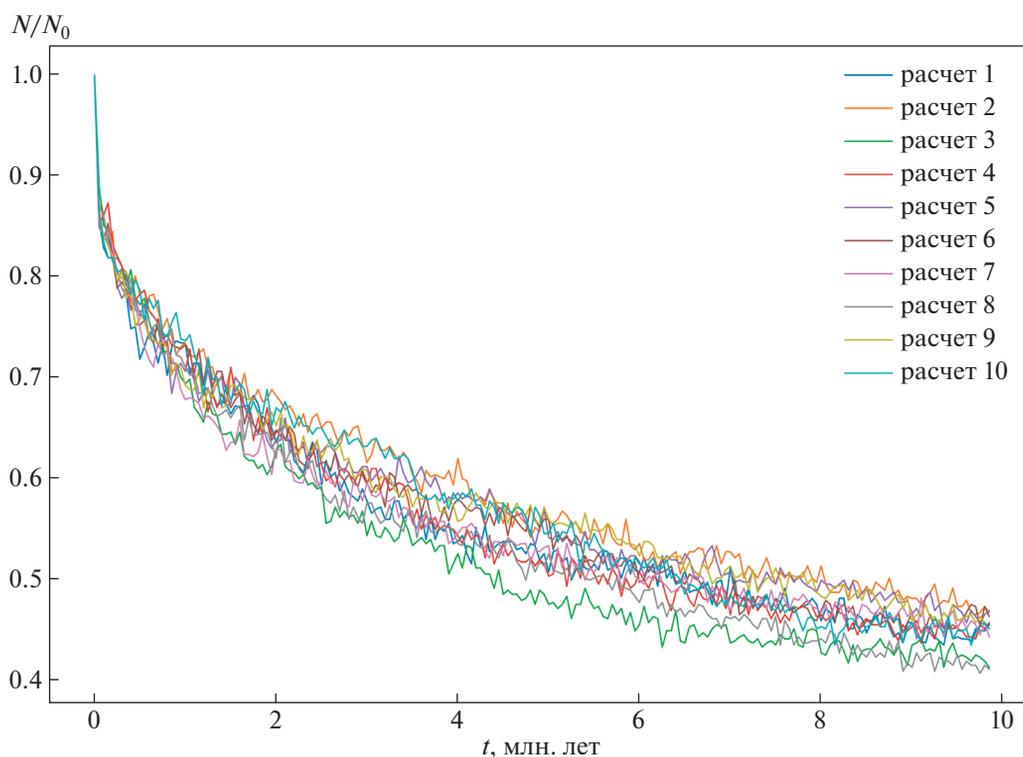


Рис. 5. Изменение относительного числа модельных АСЗ в процессе эволюции для 10 прогонов интегрирования. Начальное число АСЗ — 500. Номера на легенде соответствуют номеру прогона.

Солнца). Изменения наиболее заметны для астероидов с наибольшими a и e . Общее число частиц в зоне АСЗ практически не изменилось, но в правой части рис. 6 видно, что часть частиц из зоны АСЗ (на момент $t = 0$) переместилась в зону не-АСЗ и, наоборот, некоторые изначально не-АСЗ частицы пересекли границу АСЗ и стали (на данный момент) астероидами, сближающимися с Землей. Этот процесс мы и назвали диффузией орбит.

Таким образом, диффузия орбит протекает в обоих направлениях. На нижней границе области расположения не-АСЗ астероидов (четкой по определению на момент $t = 0$ и заданной условием $q = 1.6$ а.е.) на рис. 6 видно существенное расплывание частиц за пределы этой границы. Если бы мы могли включить в расчеты все астероиды размером более 1 км, т.е. не проводили бы обрезание по q , то правый нижний угол был покрыт миллионами точек — астероидами Главного пояса, а отток точек через нижнюю границу ансамбля компенсировался бы притоком в обратном направлении.

Диффузия, в конечном итоге, приводит к установлению некоторого (динамического) равновесия. Темп диффузии можно оценить из проведенного численного эксперимента. По результатам расчетов в модели, содержащей только АСЗ, мы

получили картину убывания населения АСЗ в первые тысячи лет эволюции. На рис. 7 показано изменение N/N_0 для АСЗ в первые 10 тыс. лет эволюции. Видно, что сначала уход АСЗ из области определения происходит относительно быстро с темпом

$$\frac{d(N/N_0)}{dt} \approx 6 \times 10^{-5} \text{ год}^{-1}. \quad (2)$$

После быстрого первичного снижения величина N/N_0 через 3–4 тыс. лет выходит на примерно постоянное значение, близкое к 0.85. Выход на такой квазистационар обусловлен тем, что некоторые ранее диффундировавшие в область не-АСЗ частицы начинают возвращаться в АСЗ-область. “Квази” потому, что на этом относительно коротком интервале вековую эволюцию (уменьшение N/N_0 на масштабах миллионы лет, показанную на рис. 4) заметить трудно.

На этом же рис. 7 показана зависимость N/N_0 от времени, полученная по всему ансамблю отобранных астероидов. Видно, что есть некий шум, но значение N/N_0 близко к 1 и практически не уменьшается за 20 тыс. лет. Это результат того, что обратный поток из области не-АСЗ компенсирует потерю АСЗ из-за диффузии. Конечно,

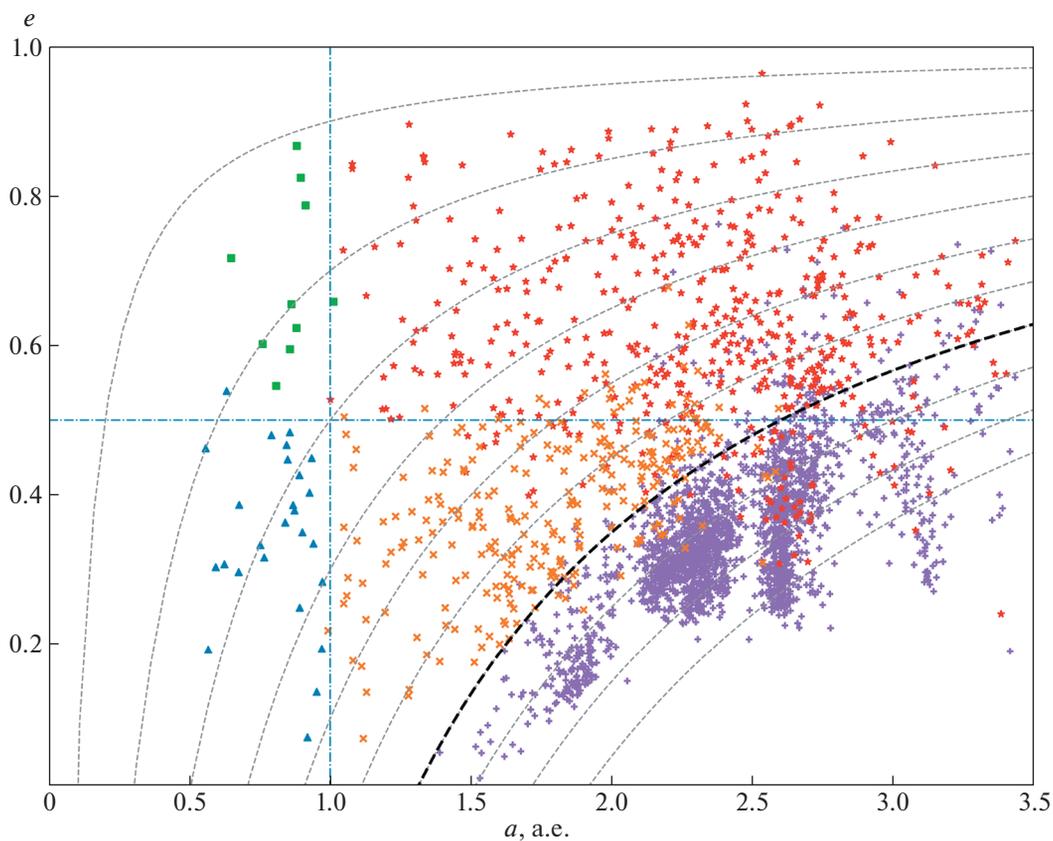


Рис. 6. Распределение ансамбля астероидов в модели 2 на диаграмме “ $a-e$ ” на момент времени 3000 лет. Обозначения точек соответствуют обозначениям на рис. 2.

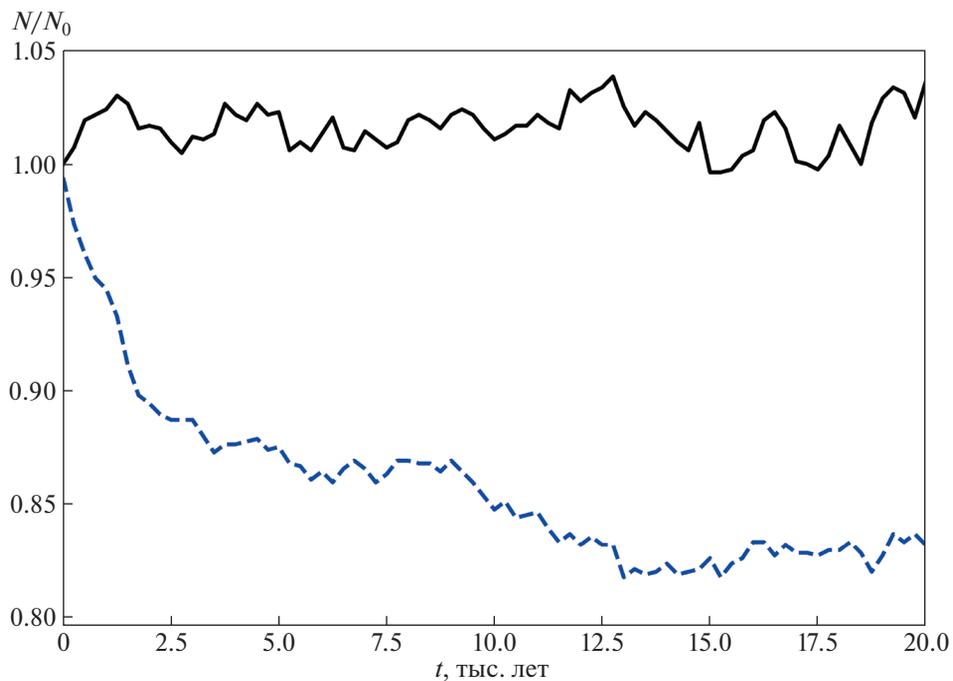


Рис. 7. Относительное изменение числа АСЗ в первые 20 тыс. лет. Штриховая синяя линия соответствует модели, в которой изначально были только АСЗ, черная сплошная линия — модели, включавшей всю выборку.

температура диффузии различен в разных областях диаграммы $a-e$ пространства орбит.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом численного моделирования рассмотрены аспекты динамической эволюции населения астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ): изменение со временем темпа убыли АСЗ и диффузия орбит АСЗ. Показано, что общая численность населения АСЗ убывает с медианным временем $t_{NEA} = 5.5$ млн. лет, что подтверждает оценки других авторов. Однако t_{NEA} сильно отличается для различных областей в пространстве “ $a-e$ ”. К сожалению, в рамках данного исследования нет возможности построить аппроксимационную формулу для функции $N/N_0 = f(t, a, e)$. Недостаточные вычислительные ресурсы не позволили провести разбиение ансамбля не на 4 группы, а по крайней мере, на 100 или лучше на 1000 групп. Понятно также, что для этого нужно строить модельное распределение АСЗ вплоть до размера ~ 40 м (общее количество до 50 000–500 000).

Для понимания эволюции ансамбля малых тел Солнечной системы полезно знать, что по результатам данной работы 10% всех АСЗ за время интегрирования было выброшено из Солнечной системы, 1.5% выпало на планеты (в том числе на Землю 0.2%) и 17% выпало на Солнце, при этом 12.5% остались в системе, но вышли из области определения АСЗ ($q < 1.3$). Полученные оценки величины (медианного) времени истощения АСЗ и характер ее зависимости от a и e весьма важны для количественной оценки адекватности различных механизмов пополнения населения АСЗ. Такую оценку мы планируем провести в будущем. Также будет более подробно изучен процесс диффузии. По нашим представлениям диффузия может быть эффективна в переводе кометных тел на орбиты с малым эксцентриситетом, например, как источник астероидов с кометной активностью в ГПА.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность В.И. Корчагину за ценные советы и обсуждение работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *B. M. Shustov*, Herald of the Russian Academy of Sciences **89**, 311 (2019).
2. *G. Neukum, B. A. Ivanov, and W. K. Hartmann*, in *EGS General Assembly Conference Abstracts* (2002), p. 4075.
3. *S. Mazrouei, R. R. Ghent, W. F. Bottke, A. H. Parker, and T. M. Gernon*, Science **363**, 253 (2019).
4. *S. I. Ipatov, E. A. Feoktistova, and V. V. Svetsov*, Solar System Res. **54**(5), 384 (2020), arXiv:2011.00361 [astro-ph.EP].
5. *W. F. Bottke, D. Vokrouhlický, and D. Nesvorný*, Nature **449**(7158), 48 (2007).
6. *B. M. Shustov, S. V. Vereshchagin, and M. D. Sizova*, INASAN Science Rep. **5**, 89 (2020).
7. *A. Morbidelli, W. F. Bottke Jr., C. Froeschlé, and P. Michel*, *Origin and Evolution of Near-Earth Objects*, edited by *W. F. Bottke Jr., A. Cellino, P. Paolicchi, and R. P. Binzel* (Tucson: University of Arizona Press, 2002), p. 409.
8. *R. G. Strom, M. Renu, Z.-Y. Xiao, T. Ito, F. Yoshida, and L. R. Ostrach*, Res. Astron. and Astrophys. **15**(3), id. 407 (2015), arXiv:1407.4521 [astro-ph.EP].
9. *P. Farinella, C. Froeschlé, R. Gonczi, G. Hahn, A. Morbidelli, and G. B. Valsecchi*, Nature **371**, 314 (1994).
10. *B. Gladman, P. Michel, and C. Froeschlé*, Icarus **146**, 176 (2000).
11. *D. P. O'Brien and R. Greenberg*, in *34th Annual Lunar and Planetary Science Conference, March 17–21, 2003, League City, Texas*, edited by *S. Mackwell and E. Stansbery* (2003), abstract № 2018.
12. *R. V. Zolotarev, B. M. Shustov, and V. I. Korchagin*, INASAN Science Rep. **5**, 225 (2020).
13. *H. Rein and S. F. Liu*, Astron. and Astrophys. **537**, id. 128 (2012), arXiv:1110.4876 [astro-ph.EP].
14. *H. Rein, D. M. Hernandez, D. Tamayo, G. Brown, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **485**(4), 5490 (2019), arXiv:1903.04972 [astro-ph.EP].
15. *H. Rein and D. Tamayo*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **452**(1), 376 (2015), arXiv:1506.01084 [astro-ph.EP].
16. *H. Rein and D. S. Spiegel*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **446**(2), 1424 (2015), arXiv:1409.4779 [astro-ph.EP].

ПОПРАВКА

DOI: 10.31857/S000462992133001X

В статье А. Г. Михайлова, Ю. В. Сотниковой “Радиосвойства галактик FR0 по многочастотным измерениям на РАТАН-600” (АЖ, 2021, №4, с. 267-280) допущена техническая опечатка. На стр. 279, правая колонка, шестая строка сверху, напечатано “грант 13.1902.21.0005” следует читать “грант 075-15-2020-778”.