Астрономическое общество

Государственный астрономический институт имени П.К.Штернберга Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В.Пушкова Российской академии наук

Институт астрономии Российской академии наук

Астрономия-2018

Том 1

Современная звездная астрономия 2018

Москва
2018

ISBN 978-5-9909280-4-6
ISBN 978-5-9909280-5-3 DOI: 10.31361/eaas.2018-1

Астрономия-2018

Том 1

Современная звездная астрономия 2018

Под редакцией О.Ю.Малкова, А.С.Расторгуева, Н.Н. Самуся, В.Н. Обридко

Предлагаемый вниманию читателя том состоит из двух частей. В первой части публикуются тексты 10 пленарных докладов, представленных на XIII съезде Международной общественной организации «Астрономическое Общество» и приуроченной к нему научной конференции «Астрономия-2018». Доклады охватывают широкий спектр проблем, от космологии до исследования тел Солнечной Системы. Вторая часть - сообщения, отражающие наиболее важные результаты, представленные на девятой ежегодной конференции «Современная звездная астрономия», составной части конференции «Астрономия-2018». Основная тематика включает в себя следующие направления: «Звезды», «Звездные скопления и ассоциации», «Строение, кинематика и динамика Галактики», «Галактики», «Звездообразование», «Динамика гравитирующих систем», «Научные задачи проекта Лира».

Astronomy-2018

Volume 1

Modern stellar astronomy 2018

Edited by O.Yu.Malkov, V.N.Obridko, A.S.Rastorguev, and N.N.Samus

This volume consists of two parts. The first part contains texts of 10 plenary talks presented at the 13th Congress of the Eurasian Astronomical Society and the scientific conference "Astronomy-2018" attached to it. The talks cover a wide range of problems, from cosmology to studies of Solar-system bodies. The second part consists of communications that present the most important results submitted to the ninth annual conference "Modern Stellar Astronomy", one of the parts of the "Astronomy-2018" conference. The main topics discussed are as follows: "Stars", "Stellar clusters and associations", "Structure, kinematics and dynamics of the Galaxy", "Galaxies", "Star formation", "Dynamics of gravitational systems", "Scientific tasks of the Lyra space experiment".

©Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова Российской академии наук (ИЗМИРАН, 2018)

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

Малков О.Ю., Расторгуев А.С., Самусь Н.Н. 8
Введение: «Современная звездная астрономия 2018».

Пленарные доклады

Бусарев В.В 9
Новые представления об астероидах примитивных типов.
Dimitrijević M.S. 19
Астрономия в Сербии в XX - XXI веках
Жаров В.Е., Сажин М.В., Семенцов В.Н., 29
Современная астрометрия и космология.
Засов А.В., Зайцева Н.А. 32
Гравитационная устойчивость газовых дисков и содержание газа в галактиках.
Постнов К.А. 42
На пути к разгадке природы темной материи.
Соколов Д.Д. 43
Динамо – механизм генерации магнитного поля в различных типах небесных тел.
Черепащук А.М. 45
Тесные двойные звездные системы на поздних стадиях эволюции.
Чернин А.Д. 46
Открытие темной энергии в локальной Вселенной.
Шевченко В.В. 54
Луна – музей вечности.
Шематович В.И. 64
Эволюция атмосфер экзопланет.

Секционные доклады

Абдульмянов Т.Р. 68
Условие газодинамического равновесия пылевых оболочек протозвезд и их фрагментация.
Артюх В.С. 72
Влияние движения релятивистских радиоджетов на оценки их физических параметров.
Ачарова И.А., Шарина М.Е. 76
Сходство свойств шаровых скоплений, ультракомпактных карликовых галактик и окологалактических газовых облаков.
Бисярина А.П., Соболев А.М., Татарников А.М., Шенаврин В.И., Aberfelds A., Shmeld I., Толмачев А.М., Вольвач А.Е. 80
Инфракрасный фотометрический мониторинг молодых звездных объектов, связанных со вспыхивающими мазерными источниками.
Бобылев В.В., Байкова А.Т. 84
Кинематика Галактики по ОВ-звездам с собственными движениями и параллаксами из каталога Gaia DR2.

Бусарев В.В. 87
Возможности космического эксперимента «Лира-Б» для исследований астероидов.
Бутенко М.А., Хоперсков А.В. 91
Механизмы формирования «верениц» в звездно-газовых моделях галактик.
Васюнин А.И., Ковязин К.Г., Островский А.Б., Соколова В.А., Kalnins J.-R., Narnickis R. 95
Образование сложных органических молекул в холодных ядрах: влияние стохастических эффектов в химии на поверхности пылевых частиц.
Веселова А.В., Никифоров И.И. 99
Анализ структуры участков спиральных рукавов Галактики, выделяемых по классическим цефеидам.
Ганиев Ж.М., Таджибаев И.У. 103
Мелкомасштабные моды на фоне нестационарных дискообразных моделей самогравитирующих систем.
Гасанов С.А. 106
Две новые модели эллиптической галактики и ее динамические параметры.
Гончаров Г.А., Мосенков А.В. 110
Покраснение и поглощение для звёзд Gaia.
Гончаров Г.А., Мосенков А.В. 115
Характеристики шаровых скоплений Галактики из сопоставления с теоретическими изохронами.
Гончаров Г.А., Мосенков А.В. 120
Межзвездная поляризация в Местном Пузыре и Поясе Гулда по данным Gaia DR2.
Горда С.Ю. 125
Возможная цикличность пятенной активности AM Leo.
Горностаев М.И., Постнов К.А. 129
Интерпретация спектров транзиентных рентгеновских пульсаров при высоких темпах аккреции.
Грачев Д.А., Михайлов Е.А. 133
Корреляционная функция для магнитных полей галактик с интенсивным звездообразованием.
Громов А.О., Никифоров И.И. 137
Трехкомпонентная штеккелевская модель галактикию
Дамбис А.К., Бердников Л.Н., Ковалева Д.А., Малков О.Ю., Расторгуев А.С., Уткин Н.Д. 141
Пульсирующие звезды, шкала расстояний и кинематика галактического гало и толстого диска.
Дмитриенко Е.С., Саванов И.С. 145
Активность молодых холодных карликов с планетами (исследование по данным космического телескопа Кеплер).
Дремова Г.Н., Дремов В.В., Тутуков А.В. 149
Оценка времени разрушения звезд, захваченных в окрестность сверхмассивной черной дыры в сценарии Хиллза.
Емельянов Н.В. 153
Обоснование необходимости наблюдений спутников планет на искуственном спутнике Земли.

Ефремов Ю.Н. 157
Полости в газовом диске Галактики NGC 6946.
Желтоухов С.Г., Татарников А.М., Шатский Н.И. 159
Характеризация спектрального режима камеры ASTRONIRCAM.
Жуйко С.В., Уткин Н.Д., Чемель А.А., Дамбис А.К. 163
Gaia DR2 и сверхскоростные звезды.
Засов А.В., Сабурова А.С., Егоров О.В. 168
Очаги звездообразования в системах взаимодействующих галактик.
Захаров А.И., Жуков А.О., Миронов А.В., Прохоров М.Е., Стекольщиков О.Ю., Тучин М.С. 172
Структура данных космического эксперимента «Лира-Б» и круг решаемых в нём проблем.
Иконникова Н.П., Архипова В.П., Шенаврин В.И., Комиссарова Г.В., Есипов В.Ф., Бурлак М.А. 176
Об эволюционном статусе желтого сверхгиганта с пылевой оболочкой V1427 Орла.
Кайгородов П.В., Малков О.Ю., Ковалева Д.А. 180
База данных двойных звезд BDB: новые возможности и приложения.
Карицкая Е.А., Бочкарев Н.Г., Горанский В.П., Метлова Н.В. 183
Долговременная переменность рентгеновской двойной Лебедь X-1.
Кирсанова М.С., Павлюченков Я.Н. 186
Кинематика молекулярной оболочки вокруг области HII RCW120 и звездообразование в ней.
Ковалева Д.А., Малков О.Ю., Сытов А.Ю., Тутуков А.В., Чулков Д.А., Юнгельсон Л.Р. 190
Моделирование ансамбля двойных звезд Галактики.
Кузнецов Э.Д., Сафронова В.С., Устинов Д.С. 194
Динамическая эволюция пар астероидов на близких орбитах: связь с семействами астероидов.
Кузнецов Э.Д., Соболев А.М. 198
Научные задачи наблюдения астероидов в космическом эксперименте «Лира-Б».
Ладейщиков Д.А.,Баяндина О.С., Соболев А.М. 201
База данных метанольных мазеров I класса: современное состояние и перспективы.
Локтин А.В., Попов А.А. 205
Вращение рассеянныхзвездныхскоплений go данным Gaia. Скопление Ясли.
Малков О.Ю., Длужневская О.Б., Жао Г., Жуков А.О., Карпов С.В., Князев А.Ю., Ковалева Д.А., Мерфи Д., Микаелян А.М., Миронов А.В., Сичевский С.Г., Сытов А.Ю., Чулков Д.А. 209
Определение межзвездного поглощения с использованием данных Gaia DR2/
Малов И.Ф., Тимиркеева М.А. 213
О рентгеновском излучении радиопульсаров.
Марданова М.А. 217
Восстановление поверхностной яркости для параметрической модели Галактики.

Машонкина Л., Яблонка П., Ситнова Т., Пахомов Ю., Норт П. 221
Химическая эволюция карликовых галактик - спутников Галактики: ревизия наблюдательных данных с использованием не-ЛТР методов.
Мельник А.М. 225
Резонансные кольца в Галактике.
Мельник А.М. 229
Перераспределение удельного углового момента вблизи линдбладовских резонансов бара.
Минглибаев М.Дж., Прокопеня А.Н., Шомшекова С.А. 232
Исследование вековых возмущений в двухпланетной задаче трех тел с переменными массами.
Михайлов Е.А. 236
Структура магнитных полей во внешних кольцах галактик и их взаимосвязь со свойствами межзвездной среды.
Мишуров Ю.Н., Ткаченко Р.В. 240
Особенности химической эволюции в галактическом диске.
Нуритдинов С.Н, Муминов А.А. 242
К теории фазового перемешивания и бурной релаксации Линден-Белла.
Пахомов Ю.В., Машонкина Л.И., Ситнова Т.М., Яблонка П. 246
Химическая эволюция карликовой галактики ультранизкой светимости Boötes-I.
Перов Н.И. 250
Подковообразные траектории малых тел в системах «звезда–планета».
Перов Н.И., Иванова Ю.Д. 254
Об эффекте Кодзаи – Лидова.
Пирогов Л.Е., Dewangan L., Рябухина О.Л. 258
Кинематика протяженного волокна в области S242.
Постникова Е.С., Верещагин С.В., Чупина Н.В. 262
Пространственно-кинематические свойства потока IC 2391 по данным Gaia.
Салий С.В., Парфёнов С.Ю., Соболев А.М. 266
Обновленная база населенностей энергетических уровней метанола.
Селезнев А.Ф., БородинаО.И.,ДаниловВ.М., Каррaро Дж. 270
Влияние неразрешенных двойных на оценку массы рассеянного звездного скопления
Ситнова Т.М., Машонкина Л.И., Татарников А.М., Возякова О.В., Бурлак М.А., Пахомов Ю.В. 274
Химический состав звёзд с дефицитом металлов в галактике с ультранизкой поверхностной яркостью Coma Berenices как индикатор отдельных эпизодов нуклеосинтеза.
Смирнова К.И., Вибе Д.З. 279
Параметры межзвездного вещества и кинематика областей звездообразования в галактиках NGC 628, NGC 2976, NGC 3351.
Соколова В.А., Васюнин А.И., Островский А.Б., Парфенов С.Ю. 282
Влияние особенностей мелкомасштабного пространственного распределения пыли на химическую эволюцию межзвездной диффузной среды.
Татарников А.М., Волошина А.С. 286
Температурная калибровка показателей цвета J–K и H–K фотометрической системы камеры ASTRONIRCAM для моделей звезд Куруца.

Татарников А.М., Татарников А.А. 290
Определение цветовых уравнений трансформации звездных величин из фотометрической системы 2MASS в систему МКО ИК-камеры ASTRONIRCAM.
Татарникова А.А., Колотилов Е.А., Метлова Н.В., Тарасова Т.Н., Татарников А.М., Шенаврин В.И. 294
40 лет наблюдений симбиотической новой PU Vul на Крымской астрономической станции.
Шакура Н., Колесников Д., Постнов К., Волков И., Бикмаев И., Ирсмамбетова Т., Штауберт Р., Вилмс Й., Иртуганов Е., Шурыгин П., Голышева П., Шугаров С., Николенко И., Трунковский Е., Шёнгерр Г., Швопе А., Клочков Д. 298
Исследование 35-дневного цикла в двойной рентгеновской системе HER-X1 = HZ HER на основе многолетних широкополосных фотометрических наблюдений звездообразования в системах взаимодействующих галактик.
Шарина М.Е., Шиманский В.В. 307
Спектры интегрального излучения звездных скоплений.
Ширяев А.А., Сабин Л., Валявин Г., Галазутдинов Г. 311
О возможности обнаружения эмиссионных линий наноалмазов в окрестностях астрофизических объектов: данные лабораторной спектроскопии и наблюдений.

«СОВРЕМЕННАЯ ЗВЕЗДНАЯ АСТРОНОМИЯ 2018»

Малков[1,3] О.Ю., Расторгуев[2,3] А.С., Самусь[1,2] Н.Н.
[1]ИНАСАН, Москва, Россия
[2]ГАИШ МГУ, Москва, Россия
[3]Физический факультет МГУ, Москва, Россия
malkov@inasan.ru

"MODERN STELLAR ASTRONOMY 2018" CONFERENCE

Malkov[1] O.Yu., Rastorguev[2,3] A.S., Samus[1] N.N.
[1]Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia
[2]Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia
[3] Physics Faculty MSU, Moscow, Russia

We provide a compilation of extended abstracts of ten plenary talks presented at the conference "Astronomy-2018" held during the 13th Congress of the Eurasian Astronomical Society in the Sternberg Astronomical Institute and in the Institute of Astronomy of Russian Academy of Sciences in Moscow (Russia) in October 2018 and of talks contributed to an important part of this conference, the ninth annual conference on Modern Stellar Astronomy. The Modern Stellar Astronomy conferences provide a forum for Russian and former-Soviet-Union scientists concerned with stellar astronomy and related topics. The key topics for the conference were Stars, Stellar Clusters and Associations, Structure, Kinematics and Dynamics of the Milky Way Galaxy, Galaxies, Star Formation, Dynamics of Gravitating Systems, Scientific Goals of Lyra-B Space Project. About 60 extended abstracts of this conference are published here.

Конференция «Современная звездная астрономия 2018» проводится 22–26 октября 2018 г. в ГАИШ МГУ / ИНАСАН в рамках Научной конференции «Астрономия 2018», приуроченной к XIII съезду Международной общественной организации «Астрономическое общество». Она –девятая в серии ежегодных конференций «Современная звездная астрономия», представляющих площадку для встречи и обмена мнениями астрономов России и стран бывшего СССР. Организаторы конференции – Астрономическое общество, ГАИШ МГУ, ИНАСАН и ИЗМИРАН.

Сборник начинают аннотации представленных на всех мероприятиях XIII съезда Международной общественной организации «Астрономическое общество» пленарных докладов, охватывающих самый широкий круг проблем современной астрономии и астрофизики. Далее следуют материалы конференции «Современная звездная астрономия 2018». На ней были представлены доклады в секциях Звезды, Звездные скопления и ассоциации, Строение кинематика и динамика Галактики, Галактики, Звездообразование, Динамика гравитирующих систем, Научные задачи проекта Лира-Б. Здесь представлены расширенные тезисы около 60 докладов, сделанных на конференции.

УДК 523.6 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.001

НОВЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ОБ АСТЕРОИДАХ ПРИМИТИВНЫХ ТИПОВ

Бусарев[1,2] В.В.
ГАИШ МГУ, Москва
Институт астрономии РАН, Москва
busarev@sai.msu.ru

NEW NOTIONS ON ASTEROIDS OF PRIMITIVE TYPES

Busarev[1,2] V.V.
[1]SAI MSU, [2]IA RAS, Moscow, Russia

Study of spectral data on asteroids compiled over the past ~30 years made it possible to establish the predominant state of matter of the bodies. It was found that ~75% of asteroids in the Main asteroid belt were primitive, that is, had low-temperature mineralogy. It points to similar conditions and common mechanisms of origin of the bodies in the early Solar system,– likely beyond the snow line.

Краткое введение

Изучение спектральных данных об астероидах, полученных за последние ~30 лет, позволило установить преобладающее состояние их вещества. Оказалось, что ~75% астероидов Главного пояса (Рис. 1) являются примитивными, то есть имеют низкотемпературную минералогию. Это указывает на близкие условия и общие механизмы формирования подобных малых планет в ранней Солнечной системе – возможно за границей конденсации водяного льда.

В предшествующих публикациях уже обсуждался вопрос о значении наличия в веществе околосолнечного протопланетного диска короткоживущих изотопов (в порядке убывания обилия ^{26}Al, ^{53}Mn, ^{60}Fe и др.) с периодами полураспада примерно от одного до нескольких млн. лет, радиогенное тепло которых создало кратковременные физико-химические условия для формирования силикатно-водной минералогии в ранней Солнечной системе (РСС) в недрах малых планетных тел, включая родительские тела астероидов, определивших состав вещества последних (уточним, что астероидами принято считать тела преимущественно каменного или силикатного состава), (напр., [1, 2]). Нами было показано [3], что подобные условия могли возникнуть в недрах всех достаточно крупных каменно-ледяных тел (с размером более 200 км) во всей внешней периферии ранней Солнечной системы, включая пояс тел Эджворта–Койпера, при условии достаточно высокой начальной концентрации короткоживущих изотопов (в основном ^{26}Al) в силикатном веществе центральной области нашего протопланетного диска, соответствующей среднему значению этого параметра (^{26}Al/^{27}Al ~ 10^{-5}) вблизи экваториальной

плоскости Галактики [1] и в метеоритном веществе [2, 4]. В качестве вероятного механизма, обеспечившего указанное содержание ^{26}Al, рассматривается взрыв ближайшей сверхновой звезды типа Вольфа-Райе, послуживший импульсом также и для формирования Солнца [5]. Как следует из накопленных к настоящему моменту наблюдательных данных и многочисленных модельных расчетов, вышеупомянутые и последующие физико-химические процессы в недрах малых планетных тел, вариации температурных градиентов в РСС, а также динамические и ударные процессы, связанные с ростом планет-гигантов и планет земной группы, вероятно, стали комплексным механизмом формирования структуры современного Главного пояса астероидов (ГПА). На Рис. 1 представлено гелиоцентрическое распределение астероидов, на которое, как будет показано, накладываются гелиоцентрические распределения астероидов разных спектральных типов (или таксономических классов), имеющих отличающуюся минералогию вещества.

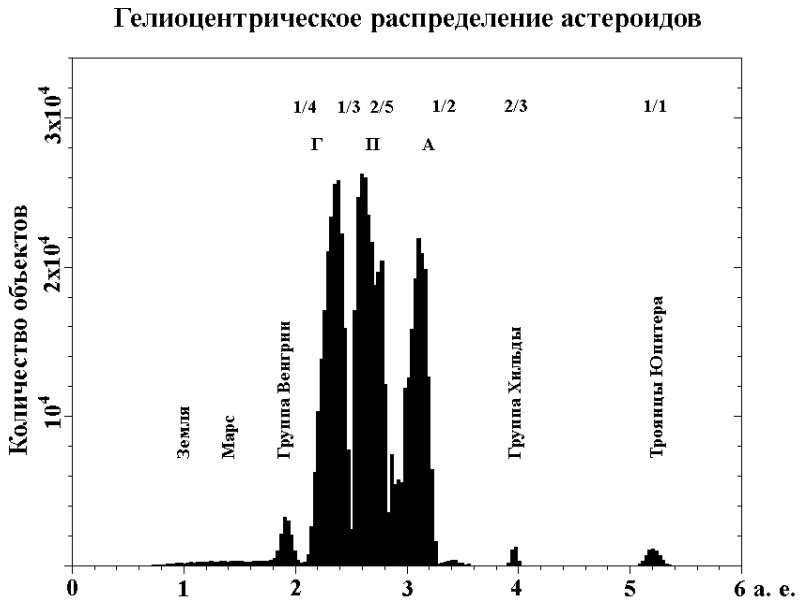


Рис. 1. Гелиоцентрическое распределение астероидов согласно данным Центра Малых Планет на 31.12.16 (https://www.minorplanetcenter.net/iau/plot/OrbEls01.gif). ГПА соответствуют гелиоцентрические расстояния ~2,2 − 3,3 а. е., внешние границы которого ограничены резонансами астероидов по собственному движению с Юпитером ¼ и ½.

Основные наблюдательные факты

Первая работа, позволившая в первом приближении установить основную структуру ГПА по составу вещества (астероиды более высокотемпературного S-типа преобладают в ближней к Солнцу кольцевой зоне ГПА, а астероиды низкотемпературного С-типа – в периферийной) была выполнена с помощью измерений альбедо и спектральных характеристик в видимом диапазоне всего 110 астероидов [6]. А в последовавших вскоре работах [7, 8] уже были представлены обоснования, что каждое из таких распределений

астероидов могло сформироваться достаточно близко к его нынешнему положению. Но, как будет показано далее, природа оказалась сложнее.

Современные представления о структуре Главного пояса астероидов (ГПА) (~2.0–3.3 а. е.) до недавнего времени базировались на многоцветных фотометрических и спектральных данных о ~2000 астероидах ГПА в диапазоне ~0.4-0.1 мкм [6−12] и на двух наиболее популярных таксономических классификациях этих тел [9, 13], выполненных методом кластерного анализа.

Такой метод классификации астероидов был впервые применен Толеном [9], выбравшим в качестве главных статистических параметров отражательную способность наблюдаемых объектов на указанных длинах волн, описывающих форму спектра отражения и соответственно – силу минералогических полос поглощения. Физический смысл такой классификации состоит в том, что для каждого таксономического типа астероидов с некоторым средним составом вещества, характерна своя комбинация минералогических полос поглощения. На Рис. 2 изображены спектры отражения 14 таксономических (спектральных) типов астероидов согласно [9], представляющих собой их аппроксимации в 8-цветной фотометрической системе с эффективными длинами волн 0.337, 0.359, 0.437, 0.550, 0.701, 0.853, 0.948 и 1.041 мкм (точки на кривых), полученные по наблюдательным данным о 589 астероидах [10]. Астероиды классов «E», «M» и «P» имеют практически совпадающие по форме спектры отражения, но при разном геометрическом альбедо на длине волны 0.55 мкм. Интересующие нас спектры астероидов примитивных типов выделены серым фоном.

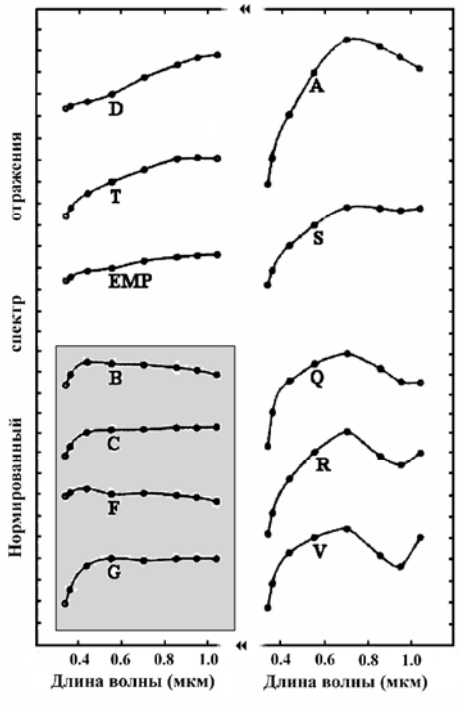


Рис. 2. Усредненные нормированные (на 0.55 мкм) и произвольно смещенные по вертикальной оси спектры отражения астероидов основных таксономических классов (обозначены латинскими буквами) согласно классификации Толена (рисунок воспроизведен с незначительными изменениями из работы [11]). Эти кривые представляют собой аппроксимации спектров отражения астероидов, так как получены по результатам фотометрических измерений в узкополосных светофильтрах с эффективными длинами волн 0.337, 0.359, 0.437, 0.550, 0.701, 0.853, 0.948 и 1.041 мкм (точки на кривых). Спектры астероидов примитивных типов выделены серым фоном.

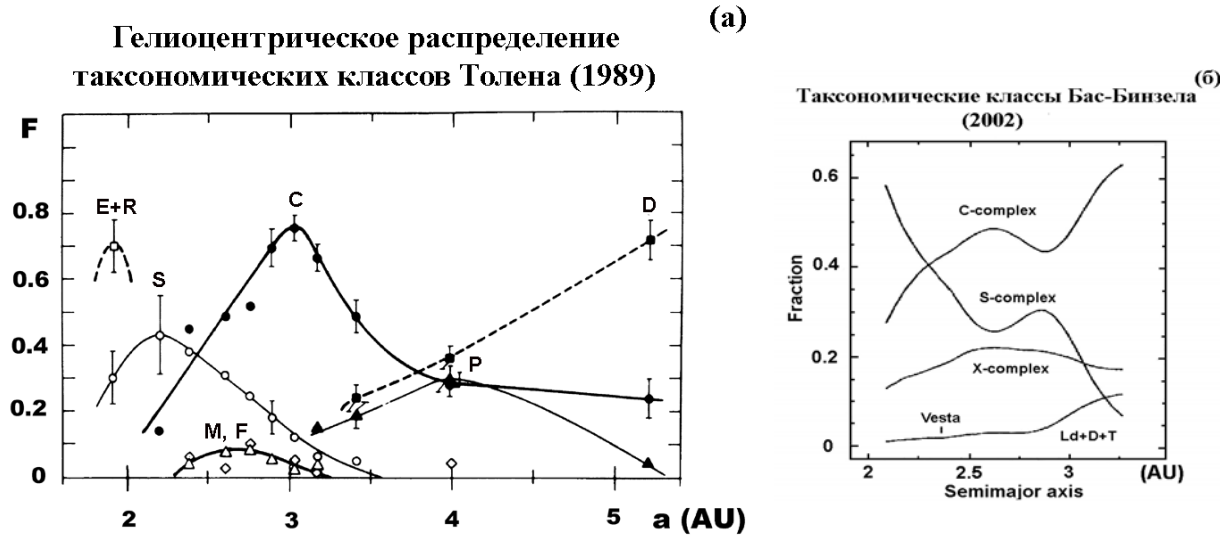


Рис. 3 (а,б). Гелиоцентрические распределения основных таксономических классов астеридов Главного пояса, из работ [10] (3а) и [13] (3б), соответственно. По вертикальной оси отложена относительная доля каждого таксономического класса. Рисунки воспроизведены в одинаковом масштабе.

Таким образом, совокупность или взаимное наложение гелиоцентрических распределений астероидов всех таксономических классов в пределах ГПА представляет собой его структуру по составу вещества. На рисунке 3 изображены эти распределения в соответствии с классификацией Толена [9] (3а), и более поздней Бас-Бинзела [13] (3б), отличающейся от предыдущей использованием базы данных спектров отражения ~1500 астероидов. Кроме того, в классификации [13] несколько близких таксономических классов объединены в более крупные C-, S- и X- комплексы. Из Рис. 3 виден сходный характер распределений спектральных типов астероидов в обеих классификациях, выражающийся в том, что с увеличением гелиоцентрического расстояния в Главном поясе астероидов, то есть в пределах всего около 1 а. е. (!), происходит достаточно быстрый переход от высокотемпературных типов астероидов (с преимущественно высокотемпературной минералогией – S-, M-, E-, R- типы) к низкотемпературным (с преимущественно низкотемпературной минералогией – C-, P- и D- типы) и даже рост количества последних с приближением к орбите Юпитера.

Следует подчеркнуть, что поскольку астероиды являются самыми древними и наименее всего измененными объектами Солнечной системы, что подтверждается исследованиями их фрагментов – упавшими на Землю метеоритами (см., например, [14]), они содержат информацию о наиболее ранних динамических и эволюционных процессах Солнечной системы, привед-

ших к формированию не только родительских тел астероидов, но и больших планет.

В последнее время было достигнуто значительное расширение наблюдательной базы данных об астероидах Главного пояса за счет включения в нее многоцветных фотометрических данных так называемого Слоановского обзора (Sloan Digital Sky Survey Moving Object Catalog) о ~100000 астероидах вплоть до 5-км размера в 5 полосах в видимом диапазоне [15].

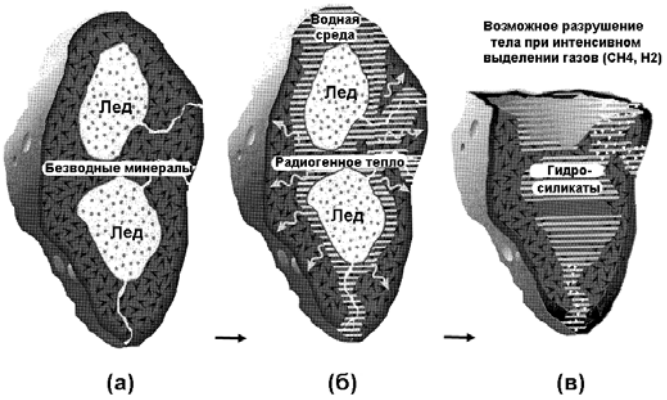


Рис. 4 (а, б, в). Внутренняя тепловая эволюция каменно-ледяных тел.

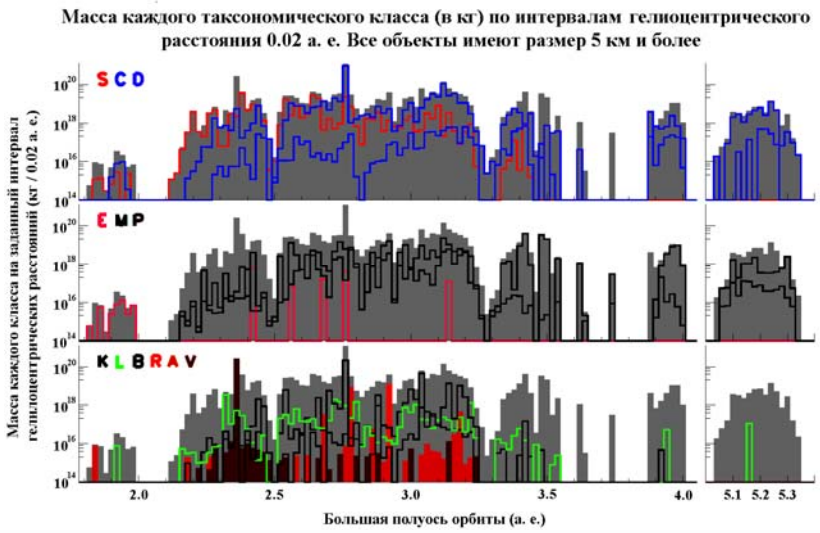


Рис. 5. Масса (в кг) каждого таксономического класса (обозначены латинскими буквами) на каждый интервал гелиоцентрических расстояний (0.02 а. е.). Все объекты имеют размер 5 км и больше. Рисунок воспроизведен с незначительными изменениями из работы [25].

На Рис. 4 представлены гелиоцентрические распределения массы во всех основных таксономических типах астероидов на фиксированных интервалах гелиоцентричесих расстояний по 0.02 а.е., которые полностью под-

твержда́ют вышеописанные особенности этих распределений на более высоком уровне точности, а именно – резкий рост количества астероидов примитивных типов к периферии ГПА.

Нами ранее отмечалось [16−18]), что соответствующий упомянутым резким различиям скачек физико-химических условий формирования астероидов (или их родительских тел) в РСС, на столь коротком интервале гелиоцентрических расстояний в ГПА, мог быть вызван не только и не столько тепловыми процессами, связанными, например, с распадом короткоживущих изотопов или колебаниями светимости молодого Солнца [19–22]. На основании изучения условий аккумуляции и ранней тепловой эволюции допланетных каменно-ледяных тел за границей конденсации водяного льда в РСС (предположительно у 4-5 а.е. – например, [19, 23, 24]) нами был сделан вывод о неизбежном влиянии на формирование и эволюцию астероидов динамических и ударных процессов, связанных с ростом Юпитера, в частности – доставка ледяного и углисто-хондритового материала в ГПА каменно-ледяными телами из зоны Юпитера при их столкновениях с родительскими телами астероидов, образовавшимися *in situ* [16–18].

На основании этого нами была сформулирована гипотеза [17, 18] об образовании углистых хондритов, как осколков астероидов примитивных типов, и, собственно, самих астероидов таких типов («С» и близких к нему), как фрагментов каменно-ледяных тел из зоны роста Юпитера, выбрасываемых в ГПА зародышем Юпитера на заключительном этапе его формирования при достижении им по массе нескольких масс Земли [23, 24]. Причем, как нами было установлено с помощью аналитических расчетов [3], к этому моменту (на интервале времени в течение нескольких первых миллионов лет) при распаде короткоживущих изотопов должна была произойти или происходила внутренняя тепловая эволюция таких достаточно крупных каменно-ледяных тел (>200 км) и формирование их соответствующей низкотемпературной минералогии, включающей гидратированные и высокоокисленные соединения. Но необходимо подчеркнуть, что представленная на Рис. 4 внутренняя структура, вообще говоря, более характерна не для астероидов, а для каменно-ледяных тел, образовавшихся за границей конденсации водяного льда.

Очевидно, что при обосновании рассматриваемых широкомасштабных эволюционныхи динамических процессов в РСС должен быть использован не только анализ обзорных данных о большом числе тел с близкими характеристиками, но также и результаты изучения конкретных тел. Нами получены наблюдательные подтверждения описанного выше механизма происхождения нескольких астероидов примитивных типов. Речь идет об астероидах Главного пояса, прявляющих кометную активность вблизи перигелия и имеющих значительные эксцентриситеты орбит. Такая активность нами была обнаружена одновременно у 4 астероидов

примитивных типов – 145 Адеоны, 704 Интерамнии, 779 Нины и 1474 Бейры, находившихся у перигелийного расстояния в 2012 г. и подтверждена у трех из них в 2016–2018 гг. при следующем прохождении перигелия (у 145 Адеоны, 704 Интерамнии и 779 Нины; следующего прохождения перигелия у 1474 Бейры пока не было) [27, 28]. Как следует из анализа наблюдательных данных, основным фактором, вызывающим сублимационную активность этих тел являются колебания подсолнечной температуры, связанные с изменением гелиоцентрического расстояния, и достигающие десятков, а иногда и сотен градусов [28, 29]. Но еще одним условием данного процесса является значительное содержание в поверхностном веществе рассматриваемых астероидов ледяных соединений (в первую очередь – водяного льда). Однако предположение о значительном содержании льда в свободном состоянии и в значительных количествах в веществе астероидов примитивных типов («С» и близких к нему), вообще говоря, противоречит сложившимся о них представлениям, основанным на сведениях об углистых хондритах, как их наиболее вероятных аналогах. Согласно лабораторным исследованиям, хотя углистые хондриты и содержат воду (до 10 масс. %), но только в связанном состоянии (напр., [29, 30]). Таким образом, обнаружение сублимационного процесса у перигелия на астероидах примитивных типов и его одновременность на нескольких таких астероидах является указанием на его массовый характер и на вероятное происхождение рассматриваемых тел за границей конденсации водяного льда, вероятно, в зоне формирования Юпитера.

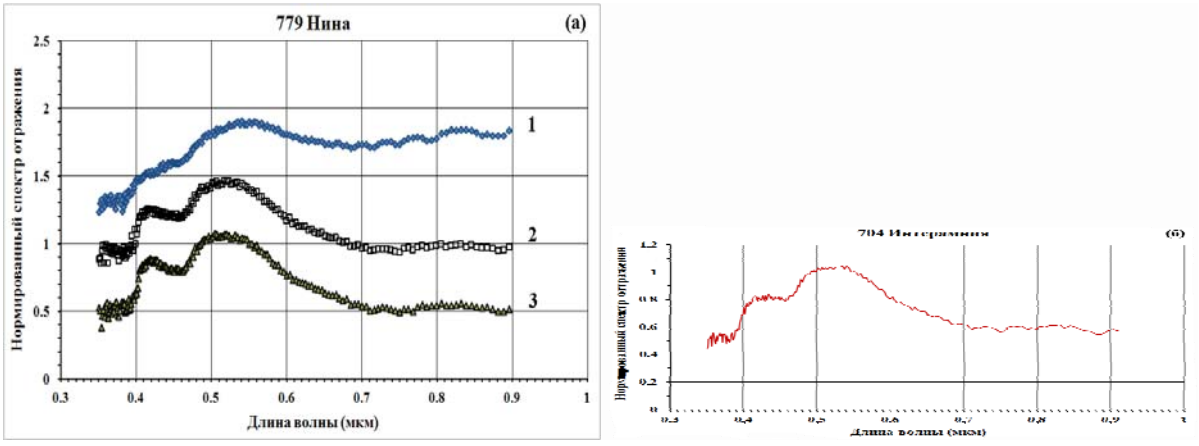


Рис. 6 (а, б). (а): Нормированные (на 0.55 мкм) спектры отражения 779 Нины (1-3), полученные в сентябре 2012 г. на интервале времени, соответствующем ~1/2 периода вращения астероида (спектр 1 получен путем усреднения 5 последовательных спектров; 2 – результат усреднения 5 спектров; 3 – результат усреднения 2 спектров); спектры отражения 1 и 2 произвольно сдвинуты вдоль вертикальной оси для удобства сравнения). (б): Нормированный спектр отражения 704 Интерамнии (сентябрь 2012 г.), являющийся результатом усреднения 5 последовательных спектров [27, 28]. Спектры Нины и Интерамнии представлены в одном масштабе.

На Рис. 6 показаны примеры спектров отражения 779 Нины (6а) и 704 Интерамнии (6б), полученные в сентябре 2012 г., в период их высокой сублимационной активности у перигелия с необычными для спектров отражения астероидов примитивных типов максимумами в видимом диапазоне у 0.50–0.55 мкм, связанными с наличием рассеивающей отраженный свет комы из ледяных частиц [27, 28].

Интересно отметить, что значительная сублимационная активность Нины и Интерамнии (а также Адеоны и Бейры) в 2012 г. совпала с высокой солнечной активностью, а спектры отражения этих астероидов, полученные при их следующем прохождении перигелия в 2016–2017 гг. при пониженной солнечной активности таких максимумов (как признаков наличия значительной рассеивающей комы) в большинстве случаев не содержали. На этом основании можно утверждать, что нам, верятно, удалось также обнаружить влияние солнечной активности на протяженность (или плотность) сублимационной комы активных астероидов. Возможно, что бóльшая интенсивность потоков заряженных частиц солнечного ветра (главным образом протонов) при повышенной солнечной активности вызывает рост плотности газо-пылевой комы (при «разбрызгивании» льда и освобождении большего объема пылевого материала) и повышает уровень рассеиваемого в ней отраженного от поверхности астероида света. Также возможно, что другим (или дополнительным) механизмом увеличения протяженности комы активного астероида являются более интенсивные электростатические эффекты, заставляющие частицы комы левитировать на большей высоте при более высокой солнечной активности. Но при очень слабом гравитационном поле астероида такие частицы должны его быстро покидать. Очевидно, что перечисленные эффекты нуждаются в дополнительных исследованиях.

Выводы

Накопленные спектральные данные об астероидах и таксономическая (спектральная) классификация этих тел позволили выяснить минералогические особенности каждого класса (типа) астероидов. Оказалось, что ~75% общего числа известных астероидов имеют примитивную (низкотемпературную) минералогию.

С другой стороны, построение гелиоцентрических распределений астероидов разных типов позволило установить структуру ГПА по составу вещества и обнаружить достаточно резкий переход (в пределах всего одной астрономической единицы) от высокотемпературных типов астероидов у его внутреннего края (S-, M-, E-, R- классы) к низкотемпературным на периферии ГПА (с преимущественно низкотемпературной минералогией – C-, P- и D- классы) и даже рост количества последних с приближением к орбите

Юпитера. Подобная структура ГПА, вероятно, является комплексным результатом действовавших в РСС эволюционных и динамических процессов.

Перечисленные особенности гелиоцентрического распределения астероидов примитивных типов, а также обнаружение нами одновременной активности у перигелия четырех астероидов примитивных типов Главного пояса указывают на происхождение их значительной части или даже большинства за границей конденсации водяного льда, вероятно, – в зонах формирования Юпитера и других планет-гигантов.

Литература

1. Mahoney W.A., Ling J.C., Wheaton Wm.A., Jacobson A.S. HEAO 3 Discovery of 26Al in the interstellar Medium // Astrophys. J. V. 286. P. 578–585. 1984.
2. Lee T., Papanastassiou D.A., Wasserburg G.J. Demonstration of ^{26}Mg excess in Allende and evidence for ^{26}Al // Geophys. Res. Lett. V. 3. P. 41–44. 1976.
3. Busarev V.V., Dorofeeva V.A., Makalkin A.B. Hydrated silicates on Edgeworth-Kuiper objects – probable ways of formation // Earth, Moon and Planets. V. 92. P. 345–357. 2003.
4. Goswami J.N., Marhas K.K., Chaussidon M. et al. Origin of Short-lived Radionuclides in the Early Solar System // In: ASP Conference Series “Chondrites and the Protoplanetary Disk”. V. 341. P. 485–514. 2005.
5. Tatischeff V., Duprat J., de Séréville N. A runaway Wolf–Rayet star as the origin of ^{26}Al in the early solar system // Astrophys. J. V. 714. P. L26–L30. 2010.
6. Chapman C.R., Morrison D., Zellner B.H. Surface properties of asteroids – A synthesis of polarimetry, radiometry, and spectrophotometry // Icarus. V. 25. P. 104–130. 1975.
7. Gradie J., Tedesco E. Compositional structure of the asteroid belt // Science. V. 216. P. 1405–1407. 1982.
8. Gradie J.C., Chapman C.R., Tedesco E.F. Distribution of taxonomic classes and the compositional structure of the asteroid belt // In: Asteroids II / Eds Binzel R. P., Gehrels T. and Mattews M. S. Tucson: Univ. of Arizona Press. P. 316–335. 1989.
9. Tholen D. J. Asteroid taxonomy: From cluster analysis to photometry // Ph. D. thesis, The University of Arizona. 1984.
10. Zellner B., Tholen D.J., Tedesco E.F. The eight-color asteroid survey: Results for 589 minor planets // Icarus. V. 61. P. 355–416. 1985.
11. Tholen D.J., Barucci M.A. Asteroid taxonomy // Asteroids II / Eds Binzel R. P., Gehrels T., Mattews M.S. Tucson: Univ. of Arizona Press. P. 298–315. 1989.
12. Bus S. J., Binzel R.P. Phase II of the Small Main-Belt Asteroid Spectroscopic Survey. The Observations // Icarus. V. 158. P. 106–145. 2002.
13. Bus S. J., Binzel R.P. Phase II of the Small Main-Belt Asteroid Spectroscopic Survey. A Feature-Based Taxonomy // Icarus. V. 158. P. 146–177. 2002.
14. Amelin Y., Krot A. Pb isotopic age of the Allende chondrules // Meteorit. Planet. Sci. V. 42. P. 1321–1335. 2007.
15. Ivezić Ž., Lupton R. H., Jurić M. et al. Color Confirmation of Asteroid Families // Astron. J. V. 124. P. 2943–2948. 2002.
16. Бусарев В. В. Гидратированные силикаты на астероидах M-, S- и E- типов как возможные следы столкновений с телами из зоны роста Юпитера // Астрон. Вестн. Т. 36, С. 39–47. 2002.
17. Бусарев В.В. Гипотеза о происхождении углистых хондритов на малых телах и ее подтверждения // Вестн. Сиб. гос. аэрокосмического ун-та. №6(39). С. 70–76. 2011.

18. Бусарев В.В. Спектрофотометрия астероидов и ее приложения / Saarbrücken, Germany: LAP LAMBERT Acad. Pablish. GmbH & Co. KG. 250 pp. 2011.
19. Lewis J. S. The temperature gradient in the solar nebula // Science. V. 186. P. 440–442. 1974.
20. Grimm R. E, McSween Jr. H.Y., Heliocentric zoning of the asteroid belt by Aluminum-26 heating. Science. // V. 259. P. 653–655. 1993.
21. Srinivasan G., Goswami J. N., Bhandari N. ^{26}Al in eucrite Piplia Kalan: Plausible heat source and formation chronology. // Science. V. 284. P. 1348–1350. 1999.
22. Ghosh A., Weidenschilling S.J., McSween Jr. H.Y., Rubin A. Asteroidal heating and thermal stratification of the asteroid belt // In: Meteorites and the early solar system II / Eds D.S. Lauretta, H.Y. McSween Jr. Tucson: Univ. of Arizona Press. P. 555–566. 2006.
23. Сафронов В.С. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет / М: Наука. 1969.
24. Сафронов В.С., Зиглина И.Н. Происхождение пояса астероидов // Астрон. вестн. Т. 25. С. 190–199. 1991.
25. DeMeo F. E., Carry B. The taxonomic distribution of asteroids from multi-filter all-sky photometric surveys // Icarus. V. 226. P. 723–741. 2013.
26. Busarev V.V., Barabanov S.I., Rusakov V.S. et al. Spectrophotometry of (32) Pomona, (145) Adeona, (704) Interamnia, (779) Nina, (330825) 2008 XE3, and 2012 QG42 and laboratory study of possible analog samples // Icarus. V. 262. P. 44–57. 2015.
27. Бусарев В.В., Барабанов С.И., Пузин В.Б. Оценка состава вещества и обнаружение сублимационной активности астероидов (145) Адеоны, (704) Интерамнии, (779) Нины и (1474) Бейры // Астрон. Вестн. Т. 50. С. 300–312. 2016.
28. Busarev V.V., Makalkin A.B., Vilas F. et al. New candidates for active asteroids: Main-belt (145) Adeona, (704) Interamnia, (779) Nina, (1474) Beira, and near-Earth (162,173) Ryugu // Icarus. V. 304. P. 83–94. 2018.
29. Gaffey M. J., Bell J. F., Cruikshank D. P. Reflectance spectroscopy and asteroid surface mineralogy // In: Asteroids II / Eds. Binzel R.P., Gehrels T., Mattews M.S. Tucson: Univ. of Arizona Press. P. 98–127. 1989.
30. Dodd R. T. Meteorites – A petrologic-chemical synthesis // Cambridge: Cambridge Univ. Press, 368 pp. 1981.

УДК 520.1 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.002

АСТРОНОМИЯ В СЕРБИИ В XX - XXI ВЕКАХ

Димитриевич М.С.
Астрономическая обсерватория, г. Белград, Сербия
mdimitrijevic@aob.rs

ASTRONOMY IN SERBIA IN XX – XXI CENTURIES

Dimitrijević M.S.
Astronomical observatory, Belgrade, Serbia

History of astronomy is presented and reviewed since the foundation of Department of Astronomy in 1884 and of Belgrade Astronomical observatory in 1887. Apart from the development of Astronomical observatory and the University teaching of astronomy, basic data on astronomical societies of amateur astronomers are also given.

Кафедра астрономии была основана в Белграде в 1884 г., а Астрономическая обсерватория – в 1887 г. Белградская астрономическая обсерватория является одним из старейших научных учреждений в Сербии и единственным автономным астрономическим институтом. Ее прошлое развитие является важной частью истории науки и культуры в этом регионе. Указ о ее создании, совместно с Метеорологической обсерваторией, был подписан 20 марта (7 апреля) 1887 года министром образования и церковных дел Королевства Сербии Миланом Куюнджичем по инициативе Милана Недельковича (Белград, 09.09.1857 – Белград, 21.02.1950), профессора Великой школы (Белградский университет). Недельковић был назначен первым директором недавно созданной Обсерватории [1–4].

Первого мая 1871 г. Недельковић начал свою деятельность во временной Обсерватории, в доме, арендованном у семьи Гейзлеров. Здесь Обсерватория действовала до 1 мая 1891 г., когда она была перемещена в свое собственное здание, построенное тем временем; в нем в настоящее время находится Метеорологическая обсерватория.

Недельковић возглавлял обсерваторию с 26 марта (7 апреля) 1887 г. до 30 января 1924 г. Перерыв произошел только с 5 июля 1899 г. до 31 октября 1900 г., когда он был отправлен на пенсию по политическим мотивам. На месте Недельковича был в этот период Джордже Станоевич (Неготин, 7.04.1858 – Париж, 24.12.1921), первый сербский астрофизик, позднее ректор Белградского университета. Станоевич был великим популяризатором астрономии и науки в целом; он был движущей силой внедрения электрического света в Белграде, Ужице, Чачке, Лесковце. Был строителем первой гидроэлектростанции в Сербии, пионером индустрии холодильных приборов, инициатором создания комитета по проблемам охлаждения и формиро-

вания международной организации по технике охлаждения в Париже в 1903 году. Он также был пионером цветной фотографии в Сербии [1–4].

Рис. 1. Милан Неделкович (слева) и Джордже Станоевич.

Помимо ее важности для астрономии и метеорологии, Обсерватория во главе с Недельковичем была колыбелью сейсмических и геомагнитных исследований в Сербии [1–3].

Во время Первой мировой войны Обсерватория была оккупирована австрийцами, и во время их изгнания из Сербии они отобрали или уничтожили все инструменты. Однако благодаря своему необыкновенному и профессиональному мастерству Неделькович сумел приобрести в Германии после войны, в счет военных репараций, ряд инструментов для оборудования новой Обсерватории.

В настоящее время в соответствующих павильонах установлены следующие инструменты, приобретенные Недельковичем:

1. Большой рефрактор - ZEISS 650/10550 мм. Экваториал.

2. Солнечный спектрограф (монохроматический) LITTROW, 9000 мм / 100 000, разработанный при адаптации к ZEISS 200/3020 мм, экваториал, две астрокамеры TESSAR и PETZVAL 160/800 мм.

3. Большой меридианный круг ASKANIA 190/2578 мм (сгорел во время НАТОвской бомбардировки Белграда в 1999 г.).

4. Большой пассажный инструмент ASKANIA 190/2578 мм.

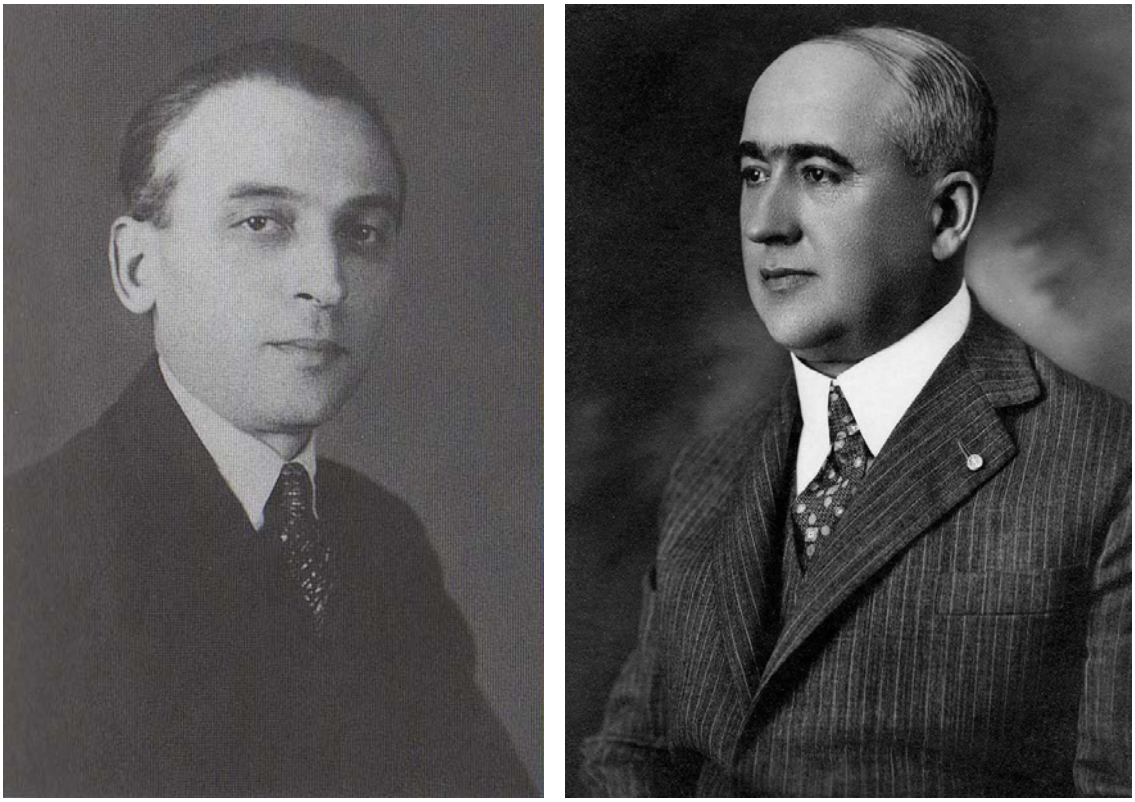


Рис. 2. Воислав Мишкович (слева) и Милутин Миланкович.

Рис. 3. Белградская Астрономическая обсерватория

5. Большой вертикальный круг ASKANIA 190/2578 мм.
6. Астрограф ZEISS 160/800 мм.
7. Фотовизуальный рефрактор ZEISS 135/1000 мм и 125/1000 мм.

8. Пассажный инструмент BAMBERG 100/1000 мм.

9. Зенит-телескоп АСКАНИЯ 110/1287 мм [1-3].

Кроме того, в 2005 году был куплен рефлектор Meade 400 мм.

Пока Неделькович боролся за новую обсерваторию, на которой будут установлены приобретенные инструменты и начнутся регулярные астрономические наблюдения, он внезапно был отправлен на пенсию 30 января 1924 г. По решению Совета факультета Обсерватория была разделена на два отдельных учреждения: Астрономическую обсерваторию и Метеорологическую обсерваторию Белградского университета.

Во главе Астрономической обсерватории был назначен в 1925 г. Воислав В. Мишкович (Фужине, 18.01.1892 года – Белград, 25.11.1976), в то время уже хорошо зарекомендовавший себя астроном. С 1922 г. он занимал должность астронома в обсерватории Ниццы, получив степень доктора в 1924 г. в университете Монпелье. В 1925 г. он получил премию французской Академии за исследования в звездной статистике. В 1919–1925 гг. он опубликовал ряд статей во французских научных журналах, посвященных наблюдениям малых планет и комет и определению их орбит. Он приехал в Белград в 1926 г.; кроме поста директора Астрономической обсерватории, Мишкович стал и заведующим недавно созданной кафедры теоретической и практической астрономии на Философском факультете, где он был избран ассоциированным профессором. В 1929 г. он был избран членом-корреспондентом Сербской королевской академии, а в 1939 г. – полноправным членом. Он в значительной степени направил деятельность Обсерватории к математическим и численным работам, которые дали ценные результаты. Важны численные работы, связанные с математической климатологией М. Миланковича, а также с собственными прецессионными таблицами Мишковича [1–3].

В 1929 г. Мишкович сумел получить средства для строительства новой, современной обсерватории, на расстоянии 6 км на юго-восток от центра города, на площади 4.5 га на высоте 253 м на холме Велики Врачар, названный позже, как и вся окружающая часть Белграда, Звездара (обсерватория). Строительные работы были выполнены в 1930–1932 г., а инструменты были установлены в течение следующих двух лет. Мишкович начал также публикацию научного периодического журнала «Mémoires de l'Obs. Astr. Belgrade» (1932–1949) и «Annuaire de l'Obs. Astr. Belgarde» (1929–1934), содержащего звездное время, коротко-периодические члены нутации, средние и видимые места 189 звезд, недавно обнаруженные малые планеты и инструкции для использования, а потом «Nautical Almanac» (1934–1941) для навигационного обеспечения флота и «Альманах нашего неба», астрономический календарь на сербском языке (1930–1951).

Рис. 4. Большой рефрактор – ZEISS 650/10550 мм.

В 1936 году Мишкович, при содействии Милорада Протича, организовал и Службы наблюдения Малых планет и Солнца. В том же году П. Джуркович обнаружил в Обсерватории Uccle (Бельгия) малую планету, впоследствии названную 1605 Миланкович, а М. Протич в Белградской обсерватории обнаружил малую планету 1564 Сербия, которая ознаменовала начало длинной серии более чем 40 малых планет, обнаруженных белградскими астрономами. Помимо 1564 Сербии, пользуясь правом автора, Протич дал следующие имена малым планетам, которые он обнаружил: 1507 Белград, 1550 Тито, 1554 Югославия, 1675 Симонида, 1724 Владимир (в честь своего внука), 2244 Тесла и 2348 Мишкович [1–3].

Основанием в 1936 г. Служб наблюдения Малых планет и Солнца. закончилась организация наблюдательной деятельности новой обсерватории. В этом году Мишкович начал выпуск научного журнала «Bulletin de l'Observatoire astronomique de Belgrade», который с № 145 за 1992 г. имеет название «Bulletin astronomique de Belgrade», а с № 157 за 1998 г. – «Serbian Astronomical Journal». В 1947 году обсерватория также начала серию «Publications of the Astronomical Observatory of Belgrade».

Рис. 5. Слева – павильон большого рефрактора ZEISS 650/10550 мм. Справа – «Serbian astronomical journal».

Когда в мае 1948 г. была принята отставка В. Мишковича, на пост директора Обсерватории был назначен академик Милутин Миланкович (Даль, 28.05.1879 – Белград, 12.12.1958), который вошел в историю науки, объяснив феномен ледникового периода через медленные изменения в инсоляции Земли в результате наклонения оси Земли и ее движения вокруг Солнца, претерпевающие изменения, вызванные различными влияниями. Миланкович изучал историю климата Земли и других планет, являлся создателем математической теории движения полюсов Земли. Миланкович занимал пост директора до 26 июня 1951 г.

В 1949 г. был завершен астрогеодезический павильон, начатый еще до войны. В нем были установлены маленький пассажный телескоп 10/100 см, Зенитный телескоп (11/110 см), небольшая призматическая астролябия и универсальный инструмент (7/70 см). Павильон был назван «Учебный павильон», поскольку он был предоставлен в распоряжение студентов.

В течении 1957–1959 гг. были построены павильоны, в которых за 34 года были установлены три крупных фундаментальных инструмента, благодаря которым Обсерватория стала одной из лучших оборудованных для исследований в области фундаментальной астрометрии. Кроме того, был

построен ряд вспомогательных объектов, жилое здание и дорога, из-за чего площадь Обсерватории потребовала расширения до 10 га.

Это позволило создать три новые научные группы: Группу по относительным координатам (Большой меридианный круг, руководитель Л. Дачич), Группу абсолютных прямых восхождений (Большой пассажный телескоп, руководитель Л. Митич) и Группу абсолютных склонений (Большой вертикальный круг, руководитель Дж. Телеки). В течение 30 лет были подготовлены семь наблюдательных звездных каталогов при помощи Большого меридианного круга под руководством Софии Саджаков; все они были частью международных программ наблюдений [1–3].

Рис. 6. Слева – павильон 1.4-метрового телескопа на Видоевице. Справа – 1.4-м телескоп AZ1400 «Миланкович».

Строительство новой астрономической станции Астрономической обсерватории на горе Видоевица около Прокупле на высоте 1155 м началось в 2005 г. С тех пор построены жилой павильон (главное административное здание) и купол для 60-см телескопа рефлектора Astro Optik «Неделькович», который был установлен в 2011 г. Самая вершина зарезервированв для автоматизированного купола нового 1.4-м телескопа AZ1400 «Миланкович» и вспомогательного здания для технического оборудования, сервисных и компьютерных систем. Телескоп «Миланкович» прибыл 28 апреля 2016 г. и был установлен в временном павильоне.

Директором Белградской Астрономической обсерватории с 2015 г. является Гойко Джурашевич. Здесь работает около 50 человек, 41 из них – астрономы.

Научные исследования, проводившиеся в Астрономической обсерватории, следовали тенденциям в астрономических и астрофизических исследованиях XX века. Темами исследований были: наблюдения малых планет, комет и двойных звезд и определение их орбит, звездная фотометрия, спектроскопия и поляриметрия (в основном эруптивные звезды, холодные сверхгиганты и Be-звезды), спектроскопия Солнца и мониторинг крупномасштабных фотосферных движений для моделирования линейного излучения в большом разнообразии астрофизической плазмы. Сейчас Министерство образования, науки и технологического развития Сербии в рамках программы исследований в области фундаментальных наук, раздел «Науки о Земле», предоставляет финансирование для следующих астрономических и астрофизических проектов: Астрофизическая спектроскопия внегалактических объектов; Влияние столкновительных процессов на астрофизическую плазму; Гравитация и структура вселенной на больших масштабах; Звездная физика; Динамика и кинематика небесных тел и систем; Видимое и невидимое вещество в соседних галактиках: теория и наблюдения; Астроинформатика: применение информационных технологий в астрономии и смежных областях исследований.

Кафедра астрономии существует в Белграде с 1884 г., а теперь лекции из астрономии читают в университетах в Новом Саде, Крагуевце, Нише и в Университете Приштины в Косовской Митровице. Два университета в Сербии предлагают диплом бакалавра и магистра в области астрономии (с первого учебного года): Белградский университет и Университет Нови Сад. Университет Белграда также предлагает аспирантуру в области астрономии. В других трех университетах астрономия преподается как обязательный односеместровый курс для студентов-физиков. Белградский университет участвует также в AstroMundus, двухлетней программе Erasmus+: Erasmus Mundus Joint Masters Degree в области астрономии и астрофизики. Программа была начата в 2009 г. как курс Erasmus Mundus Masters и теперь продолжается в рамках новой программы Erasmus+ Европейского Союза. Курс предлагается консорциумом из 5 партнерских университетов в Австрии, Италии, Германии и Сербии.

В Сербии существуют также несколько небольших любительских и университетских обсерваторий: Народная обсерватория в Белграде, Обсерватория Астрономического общества Нови Сад и Обсерватория Беллерофот при Университете в Крагуевце. Есть два планетария: в Белграде (открыт в 1970 г.) и Новом Саде (открыт в 2001 г.) и два мобильных планетария. Некоторые из самых важных инструментов: в Новом Саде – два рефлектора Meade 150 мм и 250 мм и Meade DeepSky CCD Imager; в Крагуевце – теле-

скоп Zeiss 150/2250, 200/1000, телескоп Ньютона и ньютоновский рефлектор с установкой Добсона (250 мм, *f*/5); в Нише – 60-мм рефрактор и телескоп Meade LX200.

Есть также 17 любительских астрономических обществ: 1) АО «Руджер Бошкович» (основанное в 1934 году), Белград, http://www.adrb.org [5]; 2) Астрономическая группа Организации молодых исследователей «Владимир Мандич-Манда» (1973), Вальево; 3) АО "Нови Сад" - АДНОС (1974), Нови Сад, http://www.adnos.org; 4) АО "Алфа" (1996), Ниш, http://www.alfa.org.rs/; 5) АО «Милутин Миланкович» (1996), Зренянин; 6) АО «Лира» (1998), Нови Сад; 7) Астрономическая группа Общества естествоиспытателей «Геа» (1999), Вршац; 8) Общество радиоастрономических исследований «Аврора» (2000), Бор; 9) АО «Магелланово Облако» (2001), Прокупле; 10) АО «Лозница» (2002), Лозница; 11) АО «Андромеда» (2003) Княжевац; 12) АО «Нови Пазар» (2004), Нови Пазар; 13) Центр радиоастрономии «Тесла» (2004), Белград; 14) АО «Аристарх» (2005), Крагуевац; 15) АО «Универзум» (2006), Бачка Паланка; 16) АО «Орион» (2007), Иваньица; 17) АО «Милутин Миланкович» (2007), Панчево, http://ljvazic.googlepages.com [6,7].

Почти все общества предлагают образовательные и информационно-популяризационные программы для широкой общественности, начиная от звездных вечеринок и заканчивая занятиями по использованию телескопов и публичных лекций. Большинство из них организуют регулярные курсы по астрономии, общественные наблюдения за всеми интересными событиями, лекции, конференции, летние школы и лагеря (например, АО «Руджер Бошкович» организует «Астрономические курсы для начинающих» каждую осень и весну, Белградский астрономический уик-энд (BAW) каждый июнь проводит специальную тематическую встречу под названием «Летние астрономические встречи» и летние школы астрономии, продолжающиеся 7-8 дней; АО «Лира» организует Мессье-марафон, а также астрономические лагеря (на горе Фрушка Гора), продолжающиеся три дня). Также с 1953 года АО «Руджер Бошкович» публикует журнал «Васиона» (Вселенная).

Сербия является членом Международного астрономического союза (МАС) с 1935 года. В настоящее время 50 членов МАС – из Сербии. Отметим также, что 12 сербских астрономов являются членами Астрономического Общества (АО), а в 2012 году было создано представительство АО в Сербии.

Астрономическое образование, исследования и общественная деятельность хорошо организованы в Сербии. Университетское образование и исследования в области астрономии имеют 134-летнюю традицию. В ходе своей истории Белградская астрономическая обсерватория, колыбель сербской астрономии, превратилась в институт, имеющий большое значение в истории науки и культуры сербского народа не только в области астрономии, но и в метеорологии, сейсмологии и геомагнетизме. С этим учреждением связа-

ны имена известных личностей в истории науки, которые внесли вклад в работу обсерватории и заслужили уважение в международном научном сообществе. Оно также дает молодым хорошую возможность заниматься в Сербии этой красивой и сложной наукой, в обстановке, позволяющей им достичь результатов самой высокой ценности.

Литература

1. Dimitrijević, M. S. Belgrade astronomical observatory // Publ. Obs. Astron. Belgrade. V. 60. P. 162–170. 1998.
2. Dimitrijević M.S. Astronomy in Serbia // Publ. Obs. Astron. Belgrade. V. 49. P. 71–72. 1995.
3. Димитријевић, М. С. Српски астрономи у индексу научних цитата у XX веку Serbian astronomers in science citation index in the XX century // Библиотека INSPIRATIO. Бр. 2. Задужбина Андрејевић. Белград. 2005.
4. Димитријевић М.С. Астрономија у Срба 1850–1918 // Зборник радова научног скупа "Природне и математичке науке у Срба 1850–1918", Нови Сад, 30–31. октбр 2000. САНУ – Ogranak u Novom Sadu, Univerzitet u Novom Sadu. Matica srpska. Novi Sad. П. 59–69. 2001.
5. Dimitrijević M. S. 70 years of Astronomical society “Rudjer Bošković” – An interesting experience in astronomical education, popularization and organization of astronomer amateurs // in Teaching and Communicating Astronomy – JENAM’04. Eds. A. Ortis-Gil, V. Martinez. European Astronomical Soc. Publ. Ser. V. 16. P. 35–43. 2005.
6. Atanacković O. Global Astronomy Survey :Serbia // http://www.developingastronomy.org/index.php/survey/response/117-gasserbia
7. Atanacković O. Astronomy in Serbia and in Montenegro // Astronomy for the developing world. IAU Special Session No. 5. 2006. Eds. J.B. Hearnshaw, P. Martinez. P. 201–206. 2007.

УДК 521.9, 524.8 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.003

СОВРЕМЕННАЯ АСТРОМЕТРИЯ И КОСМОЛОГИЯ

Жаров[1,2] В.Е., Сажин[1] М.В., Семенцов[1] В.Н.
[1]ГАИШ МГУ, г. Москва, Россия
[2]Физический факультет МГУ, г. Москва, Россия
valera@sai.msu.ru

MODERN ASTROMETRY AND COSMOLOGY

Sazhin[1] M.V., Sementsov[1] V.N., Zharov[1,2] V.E.
[1]Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia
[2]Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

We discuss various aspects of the interaction of modern astrometry and cosmology. A common feature of the two branches of science is small number of dimensions of the field of activity. The cosmological details of the solution of the main problem of astrometry, establishment of a fundamental celestial reference system in different wavelength ranges, are studied. It is shown how the increase of accuracy in astrometry makes the problem of statistical accounting for gravitational microlensing relevant. One of the ways for astrometry to influence cosmology is indicated, when the measurement of the Earth–Moon distance, in the near future, will allow us to test the latest theories of gravity.

Астрометрия – область астрономии, занимающаяся установлением фундаментальной небесной системы отсчета, а также определением координат, размеров и формы небесных тел [1, 2]. Астрометрия – древнейший раздел астрономии, основной критерий астрометрической деятельности – точность определения кинематических характеристик исследуемых объектов – монотонно, хотя и неравномерно возрастает на протяжении всей ее истории. Космология – наука, которая изучает Вселенную в целом, наиболее общие законы ее развития, периодизацию ее истории [3–6]. Современная космология тесно связана с физикой микромира, изучающей на наиболее фундаментальном уровне элементарные частицы и их взаимодействия.

Общей чертой этих двух разделов науки является крайне небольшая размерность пространств, в которых осуществляется профильная деятельность. Для астрометрии это шестимерное фазовое пространство и время, для классической релятивистской космологии – четырехмерное пространство-время. Даже с учетом теорий из физики микромира, например GUT, размерность в космологии повышается до нескольких десятков, что значительно меньше, чем размерность функциональных пространств, используемых в некоторых разделах астрономии, применяющих, например, популяционный синтез или машины сценариев.

Основу современной небесной системы отсчета ICRF составляют компактные внегалактические радиоисточники – квазары, наблюдаемые в радиодиапазоне. Их удаленность позволяла надеяться на инерциальность по-

лучаемой системы отсчета. Оказалось, что это не так. Видимые движения достаточно надежно обнаруживаются [7]. Причин их появления может быть по крайней мере три: внутренние движения в радиоизлучающих джетах квазаров и прецессия самих джетов [8], вековой сдвиг релятивистской аберрации, вызванный ускорением Солнечной системы при движении в Галактике [9], эффекты гравитационного линзирования. Вторая причина имеет систематический характер и может быть точно учтена [10]. Первая причина – случайная, но есть космологические основания для выработки критериев отбора радиоисточников в список опорных, которые помогут минимизировать ее влияние [11].

Гравитационное микролинзирование, упомянутое в качестве причин появления видимых собственных движений удаленных объектов служит ограничителем точности астрометрических каталогов [12,13], но, с другой стороны, может оказаться методом исследования распределения темной материи [14].

Общая теория относительности обеспечивает теоретический фундамент расчетов для современных астрометрических наблюдений. Эффекты, прогнозируемые альтернативными теориями гравитации, дают относительные поправки порядка 10^{-11} на достаточно больших временах. Современные лазерные интерферометры такую точность обеспечивают на временах порядка месяцев. Развитие методов исследования Луны [15] и достижение точности лазерной дальнометрии Луны порядка 1 мм позволит различать предсказания разных теорий.

Литература

1. Жаров В.Е. Сферическая астрономия. // Фрязино. Век-2. 2006.
2. Ковалевский Ж. Современная астрометрия. // Фрязино. Век-2, 2004.
3. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Строение и эволюция Вселенной. // М. Наука, 1975.
4. Зельманов А.Л. // Лекции в ГАИШ МГУ. 1972–1973 гг.
5. Горбунов Д.С., Рубаков В.А. Введение в теорию ранней Вселенной. // М.: ЛКИ. 2008.
6. Сажин М.В. Современная космология в популярном изложении. // М. УРСС. 2002.
7. Titov, O., Lambert, S.B., Gontier, A.-M. VLBI measurement of the secular aberration drift // Astron. and Astophys. V. 529. Article id. A91. 2011.
8. Жаров В.Е., Сажин М.В., Семенцов В.Н. и др. Физические причины вариации видимого положения квазаров // Астрон. Журн. Т. 86, № 7. С. 627–637.
9. Kopeikin S.M., Makarov V.V. Astrometric Effects of Secular Aberration // Astron. J. V. 131. P. 1471. 2006.
10. Сажин М.В., Сажина О.С., Семенцов В.Н. и др. Мультипольный анализ видимых движений опорных радиоисточников //2016, Вестник МГУ. Сер. 3: Физика, астрономия. № 3. С. 70–77. 2016
11. Жаров В.Е., Сажин М.В., Семенцов В.Н. и др. Принципы формирования списка опорных радиоисточников для небесной системы координат // Астрон. Журн. Т. 87. № 2. С. 132–140. 2010.
12. Sazhin M.V. A fundamental limit to the accuracy of astrometric measurements // Astron. Letters. V. 22. No. 5. P. 573–577. 1996

13. Sazhin M.V., Zharov V.E., Kalinina T.A. Parallax distortion by the weak microlensing effect // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 323. No. 4. P. 952–964. 2001
14. Blair D.G., Sazhin M.V. Gravitational lensing and lens interferometry from dark matter in the galactic halo // Astron. and Astroph. Transactions. V. 3. P.191–196. 1993.
15. Turyshev, S.G., Toth, V.T., Sazhin, M.V. General relativistic observables of the GRAIL mission //Phys. Rev. D. V. 87. 024020. 2013.

УДК 524.7 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.004

ГРАВИТАЦИОННАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ГАЗОВЫХ ДИСКОВ И СОДЕРЖАНИЕ ГАЗА В ГАЛАКТИКАХ

Засов[1,2] А.В., Зайцева[1] Н.А.
[1]ГАИШ МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия
[2]Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия
zasov@sai.msu.ru

GRAVITATIONAL STABILITY OF GASEOUS DISCS AND THE GAS CONTENT IN GALAXIES

Zasov[1,2] A.V., Zaitseva[1] N.A.
[1]SAIMSU, Moscow, Russia
[2]Physical department of MSU, Russia

We consider the factors that determine the gas content in discs of galaxies, paying a special attention to the observed correlations of hydrogen mass M_{HI} and specific angular momentum of discs proportional to the product of $V \cdot D$ for star-forming galaxies. The role of gravitational instability of rotating gaseous layers in the establishment of a certain mass of cold gas in galactic discs and its evolution is discussed.

Количество межзвездного газа, наблюдаемого в галактических дисках, определяется многими факторами. Основной канал расхода газа – это превращение его в звезды, и, в меньшей степени, выброс газа из диска как результат активности массивных звезд. Источниками поступления газа в диск, в свою очередь, могут быть: сброс газа проэволюционировавшими звездами, аккреция газа из гало или межгалактического пространства, а также поглощение карликовых систем, содержащих межзвездный газ.

Казалось бы, большое число факторов, которые заведомо не одинаковы для разных галактик и зависят от их массы и плотности окружения, должно было привести к колоссальному разнообразию в содержании газа и его радиальном распределении. Тем не менее, эволюция содержания газа в большинстве галактик с активным звездообразованием, похоже, протекает удивительным образом сходно, причем почти независимо от окружения (если исключить плотные области скоплений галактик или тесно взаимодействующие системы). Об этом свидетельствует существование (для галактик с активным звездообразованием) корреляций между интегральной массой газа в диске (или его основного компонента – массы HI) с такими глобальными медленно эволюционирующими параметрами галактик, как радиус звездного диска, его звездная масса, скорость вращения, а также удельный угловой момент вращения (см. [1] и ссылки на более ранние работы). Как иллюстрация, на Рис.1 приведена диаграмма, где масса нейтрального водорода M_{HI}

для изолированных галактик поздних типов (по данным обзора AMIGA) сопоставляется с оптическим радиусом и скоростью вращения.

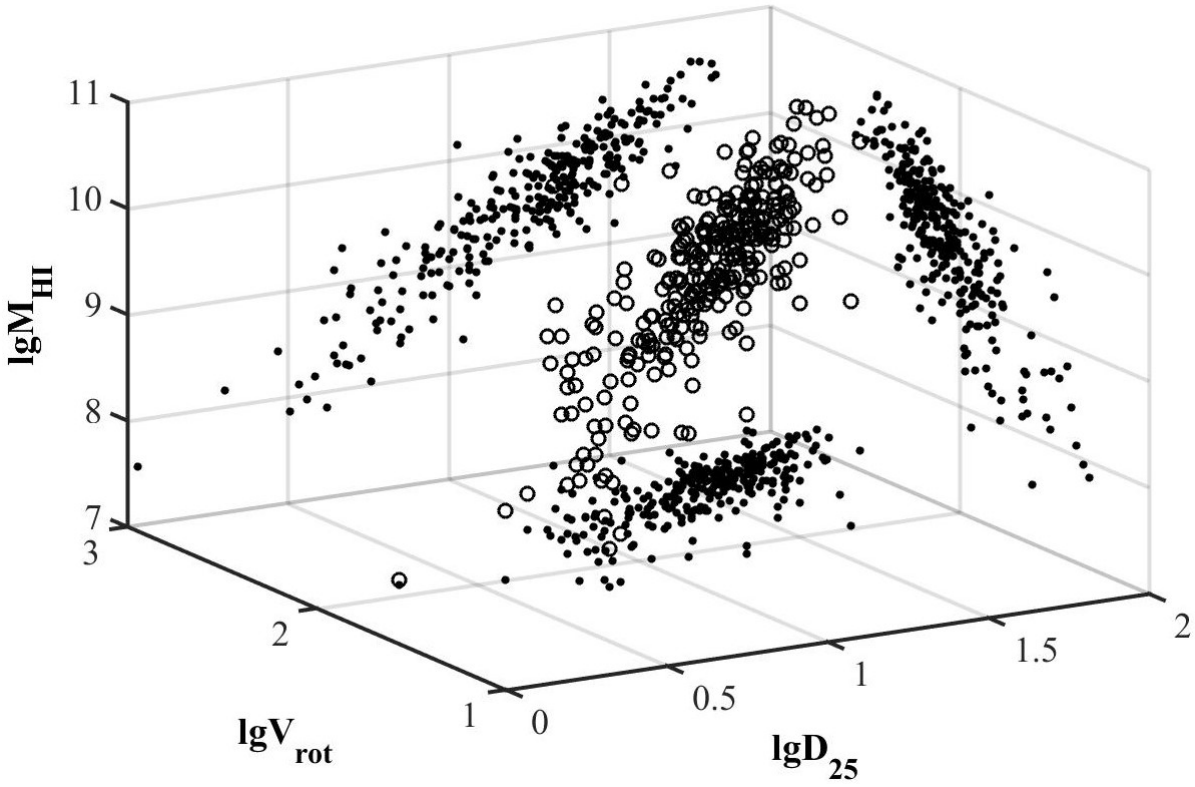


Рис. 1. Зависимости между массой водорода, скоростью вращения и линейным размером диска для изолированных галактик поздних типов.

Наличие указанных корреляций свидетельствует о том, что динамические процессы играют роль регуляторов содержания газа в звездообразующих галактиках. При этом зависимости должны сохраняться достаточно длительный период времени, несмотря на непрерывный процесс превращения газа в звезды и взаимодействие галактики с окружением. Поскольку масса, скорость вращения или радиальная шкала (размер) дисков являются слабо эволюционирующими параметрами, содержание газа в дисках должно либо меняться очень медленно (что требует аккреции, компенсирующей процесс перехода газа в звезды и его уход из диска), либо эволюционировать в различных галактиках сходным образом. Только в этих случаях можно ожидать, что установившиеся в определенную эпоху зависимости массы газа от динамических параметров галактик не «размоются» за временной интервал порядка характерного времени исчерпания газа на звездообразование (несколько миллиардов лет).

Оба варианта, в принципе, возможны, однако в первом случае (уход газа компенсируется его приходом) остается открытым вопрос, что же определяет тот уровень, на котором устанавливается равновесная плотность Σ_{HI} или интегральная масса M_{HI} в галактиках, и почему галактики с разными разме-

рами и скоростями вращения дисков ведут себя сходным образом – несмотря на то, что темпы аккреции и распределение приобретенного газа по диску должны сильно различаться для галактик различных масс или находящихся в различном окружении.

Действительно, профили изменения поверхностной плотности газа с расстоянием от центра, нормированным на радиус галактики, демонстрируют универсальный характер для галактик различной массы: они описываются одним и тем же законом – за исключением центральных областей галактик, которые по ряду причин отличаются большим разнообразием по содержанию HI или газа в целом [2–3].

Еще в 1970-е – 80-е годы рядом авторов аргументировалась идея о том, что регулятором процесса эволюции газа в диске может служить выполнение условия пороговой гравитационной устойчивости вращающегося газового слоя [4–6]. Превышение плотности газа над критическим уровнем приводит к формированию крупномасштабных газовых комплексов, активируя звездообразование, что уменьшает количество газа до порогового уровня плотности. Однако вопрос о том, насколько плотность газового слоя в дисках наблюдаемых звездообразующих галактик действительно близка к критическому значению, и может ли аккреция газа на диск долго удерживать газ вблизи этого уровня, до сих пор остается открытым.

Задача определения условий гравитационной устойчивости вращающихся дисков имеет много точек приложения, и она активно обсуждается с 60-х годов прошлого века – начиная с работ Сафронова [7] и Тумре[8], рассматривавших дифференциально вращающиеся осесимметричные гравитирующие газовые диски. Простой критерий устойчивости диска к малым радиальным возмущениям, широко используемый и в настоящее время, был предложен Тумре [8]. Устойчивость первоначально равновесного диска к радиальным возмущениям соответствует условию $Q_T > Q_c$ где Q_c – это критическое значение параметра Тумре Q_T ,определяемого простым соотношением (1), которое примерно одинаково как для звездного (т.е. бесстолкновительного), так и для газового (столкновительного) дисков:

$$Q_T \cong kC/\pi G\Sigma_{\text{gas}} \qquad (1)$$

Здесь $\kappa = 2\Omega\left(1 + 0.5\frac{d\ln\Omega}{d\ln R}\right)^{1/2}$ – эпициклическая частота, R – радиальная координата; C – радиальная дисперсия скоростей среды (для изотермического газового диска C – это скорость звука), Σ – поверхностная плотность диска на данном R. Для гравитационной устойчивости тонкого диска к радиальным возмущениям $Q_c = 1$.

Анализ условия устойчивости в применении к реальным галактикам упрощается благодаря тому, что одномерная дисперсия скоростей газа C медленно меняется с радиусом, и для внешних областей галактик с различной

светимостью (массой) составляет 6–10 км/с (см., например, обсуждение в [9]).

Однако аналитическое выражение для критерия Тумре $Q_c = Q_T = 1$ получено в рамках довольно грубых приближений, как правило, плохо выполняющихся в реальных системах. Так, при выводе (1) диск считается однокомпонентным, изотермичным, тонким (длина волны возмущения много больше толщины диска), и осесимметричным, т.е. азимутально однородным, а дисперсия скоростей его составляющих считается малой по сравнению с круговой скоростью вращения ($C << V_c$). К тому же критерий Тумре является локальным, то есть каждая радиальная зона шириной порядка длины волны возмущений рассматривается независимо от соседних. Учет нерадиальных возмущений делает диск менее устойчивым, увеличивая критическое значение параметра Тумре, Q_c, в то время как конечная толщина стабилизирует диск, действуя в противоположную сторону.

Численные модели, свободные от многих недостатков аналитического подхода (но имеющие при этом свои), показывают, что в зависимости от параметров диска и соотношения масс диска и сфероидальных систем диск приходит в равновесное устойчивое состояние при $Q_c \sim 1.2\text{-}1.5$, причем этот параметр возрастает в области балджа и во внешних областях диска (см. например, [10-12]). В численных гидродинамических 3D-моделях для параметров диска, близких к локальным в околосолнечной окрестности Галактики, критическое значение для отдельно рассматриваемого газового компонента диска найдено равным $Q_c = 1.4$ [12]. Все это говорит о том, что порог устойчивости газового диска может соответствовать существенно более низкой плотности, чем это следует из критерия Тумре $Q_c = 1$.

Более сложные по составу диски, состоящие из точечных масс, где дисперсия скоростей зависит от их массы, были рассмотрены в работе Волкова и Ортега [13], продемонстрировавшей, что наличие массивных звезд с меньшей дисперсией скоростей делает диск более нестабильным. ($Q_c > 1$). Однако в практическом плане важен прежде всего учет двух основных гравитационно связанных компонент диска, вклад которых в результирующую оценку Q_T для диска в целом может быть сопоставимым: это газ с примерно постоянной дисперсией скоростей и звездный диск, дисперсия скоростей в котором медленно меняется вдоль радиуса. Порог устойчивости Q_c для таких составных дисков был определен в работах ряда авторов – как путем анализа соответствующих дисперсионных соотношений, так и с использованием аналитических приближений (см., например, [14-15]).

Естественно, пороговое значение Q_c для двух- или многокомпонентного диска оказывается ниже, чем для каждого компонента по отдельности. Совокупное действие гравитации газового слоя и звездного диска приводит к тому, что на большом интервале расстояний R от центра для азимутально усредненной плотности получается значение Q_T, в среднем близкое к 2 (см.,

например, [14]). Наиболее слабым местом таких оценок является невысокая надежность определения поверхностной плотности звездного диска, поскольку она зависит от принятой эволюционной модели звездного населения, либо от учета гравитации темного гало, если оценка получена из динамических соображений, и у разных авторов для тех же галактик значения плотности, а следовательно, и Q_T могут расходиться в 1.5 – 2 раза.

Тем не менее, на важную роль именно газовой составляющей в гравитационной (не)устойчивости галактических дисков указывает несколько факторов. Так, если говорить о галактиках с бурным звездообразованием на больших красных смещениях, в которых газ составляет существенную долю диска по массе, то гравитационная неустойчивость таких дисков должна приводить к формированию массивных клампов с массой до $10^8 - 10^9 M_\odot$, что согласуется с наблюдениями галактик на z = 0.5 – 3 (см. например [16] и ссылки в этой работе на более ранние исследования вопроса).

Ситуация с газовой составляющей дисков в современных галактиках менее определенная. Прямые сопоставления азимутально усредненных радиальных профилей плотности газа с ожидаемыми для критического значения плотности $\Sigma_c(R) = Ck/\pi G Q_c$ (см. уравнение (1)) в большинстве случаев действительно показывают их скоррелированность: пропорциональность $\Sigma_{gas}(R) \sim \Sigma_c(R)$ сохраняется во многих галактиках на большом интервале R (см., например, [1] и [17]), хотя значения Q_c оказываются при этом довольно высокими ($Q_c \geq 2$).

Оценки полной массы HI в галактиках также согласуются с регулирующей ролью гравитационной неустойчивости газового слоя. Если считать, что существует примерное равенство (или, в общем случае, пропорциональность) между $\Sigma(R)$ и $\Sigma_c(R)$, то получает объяснение линейная зависимость между наблюдаемой массой HI в дисках галактик и таким консервативным параметром, как удельный момент вращения диска, пропорциональный произведению $V_{\rm rot}R_{\rm disc}$, где $V_{\rm rot}$ – скорость вращения диска, а $R_{\rm disc}$ – его характерный радиус (оптический радиус R_{25}, либо радиальная шкала R_d экспоненциального диска (см. [1] и ссылки на более ранние работы). Это соотношение иллюстрируется на Рис.2аб (по работе [1]) для изолированных галактик поздних морфологическихтипов и (на Рис. 2б) «плоских» галактик с наклоном диска >85°.

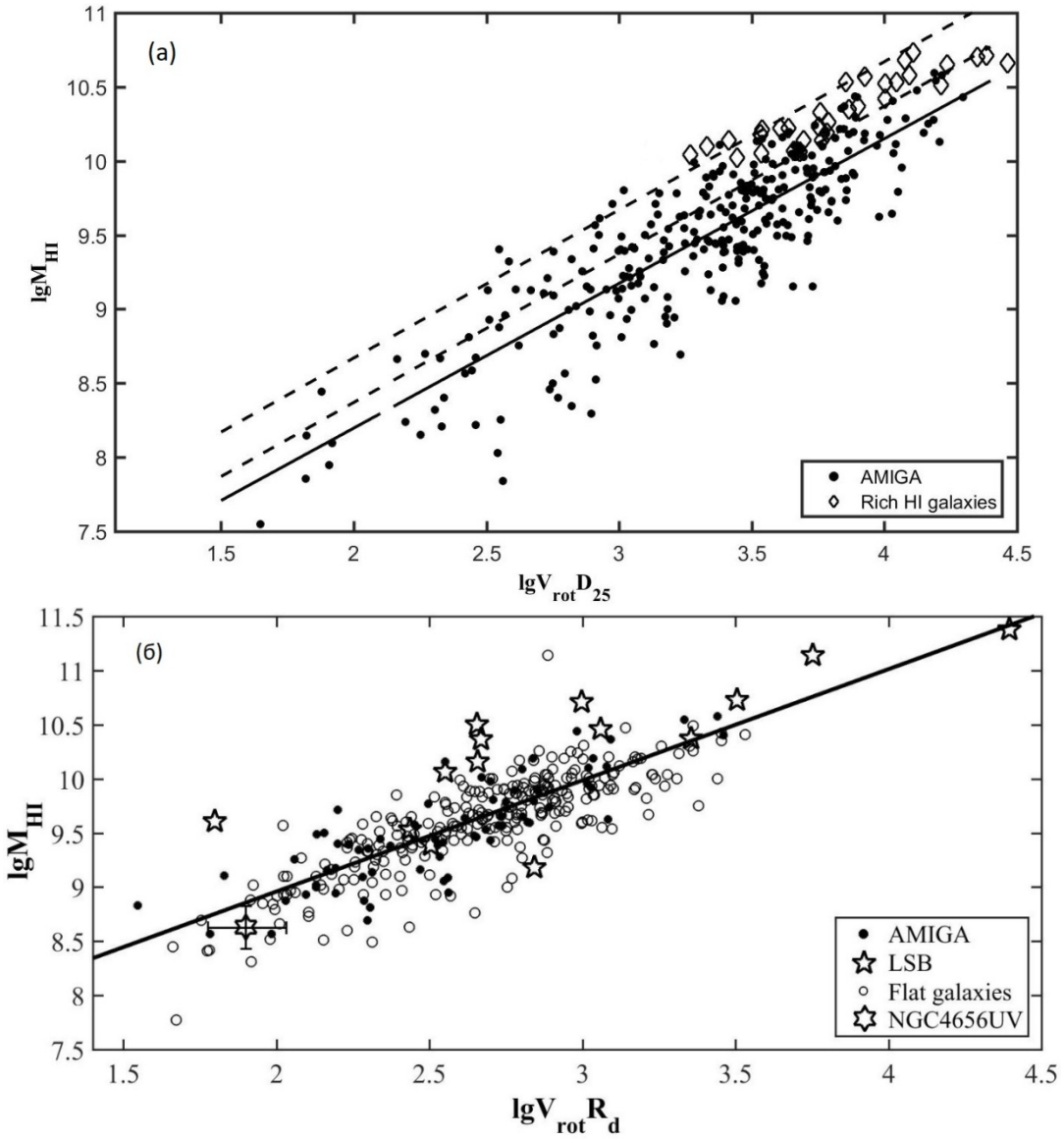


Рис. 2а,б. Сопоставление M_{HI} для изолированных (AMIGA) и «плоских» галактик с параметрами, пропорциональными удельному моменту диска: $V_{rot}D_{25}$ (вверху) и $V_{rot}R_d$(внизу). Ромбики на Рис.2а относятся к галактикам с аномально высоким содержанием HI [18]. Две параллельные штриховые линии – ожидаемый коридор значений для маржинально устойчивых дисков для вероятного интервала значений C/Q_{gas} = 10 км/с и 5 км/с (верхняя и нижняя линии соответственно). Сплошная прямая — линейная регрессия для изолированных галактик. На рис. 2б звездочками отмечены также положения нескольких LSB-галактик, включая Malin 1,2 (вверху диаграммы), и карлик низкой яркости NGC4656UV (внизу).

На диаграмму на Рис. 2б звездочками нанесены также галактики низкой яркости (LSB-галактики), большинство которых следует той же зависимости, что говорит о ее универсальном характере. БольПшая дисперсия значений для LSB-галактик объясняется, прежде всего, наличием у них протяжен-

ных дисков HI, размеры которых слабо связаны с оптическими размерами галактик.

Приведенные диаграммы могут быть использованы для диагностики содержания HI в галактиках и выявления галактик, которые имеют аномально высокую или, наоборот, аномально низкую массу газа по сравнению с изолированными галактиками со сходными кинематическими параметрами. В качестве примера, на Рис. 2а наряду с изолированными галактиками нормальной яркости, какими являются галактики выборки AMIGA, приведены галактики с очень высоким содержанием HI по выборке галактик "HIghMass galaxy sample" [18] (ромбики), в которых масса HI превышает $10^{10} M_{\odot}$ и составляет в большинстве случаев более трети от массы звездного населения. Масса HI в них оказывается систематически выше, чем в других галактиках с аналогичным угловым моментом, что говорит об особенностях их эволюции. Это может быть связано либо с низкой эффективностью звездообразования (с большим временем исчерпания газа), либо с аккрецией газа, или с наличием значительной массы HI в протяженных газовых дисках за пределами оптических границ.

Параллельные штриховые линии на Рис.2а отмечают коридор ожидаемых значений M_{HI} газа для пороговой устойчивости газового слоя с «плоской» кривой вращения, соответствующий вероятному интервалу отношения C/Q_{gas} = 10 км/с и 5 км/с (верхняя и нижняя линии соответственно). Большая часть галактик располагается ниже этого коридора, что говорит о вероятном запасе устойчивости газового слоя для обычно принимаемых значений C и Q_c.

Действительно, предположение о том, что распределение газа в современных галактиках «закрепилось» на уровне, определяемом условием пороговой (маржинальной) устойчивости газового слоя, несмотря на свою привлекательность, входит во многих случаях в конфликт с оценками параметра устойчивости реальных галактик. Устойчивое состояние звездно-газовых дисков галактик определяется, как правило, не газовым, а совокупностью газового и звездного компонента, роли которых в оценке Q_T сопоставимы, хотя во многих случаях определяющим является именно звездный компонент, благодаря его более высокой поверхностной плотности – если исключить центральные области галактик, содержащие большое количество молекулярного газа (см., например, [14], [19–21]). При этом параметр Тумре, вычисленный отдельно для газа, существенно превышает наиболее вероятный интервал значений для критического значения $Q_c = 1.5 - 2$, достигая 4–5, а в некоторых случаях и более высоких значений, на краю оптического диска. Газовый диск, если его рассматривать отдельно от звездного, должен иметь большой запас устойчивости. Как показали проведенные оценки, ситуацию

не меняет даже рассмотрение двухкомпонентного слоя HI, где часть газа имеет более низкую дисперсию скоростей (по [9]).

Как тогда объяснить существование зависимостей, которые, казалось бы, являются следствием маржинальной устойчивости газового слоя?

Возможны несколько вариантов, за каждым из которых стоит свой сценарий эволюции газовой составляющей галактик. Первая возможность – это недооценка дестабилизирующего влияния гравитации газа. Так, с учетом диссипативности газовой среды [22], как и благодаря крупномасштабным (килопарсеки) азимутальным неоднородностям в ее распределении в диске[23], пороговое значение Q_c для газового слоя может оказаться существенно выше, чем обычно принимаемый интервал значений $Q_c \sim 1-2$ для осесимметричного диска, а требуемая для этого поверхностная плотность газа – соответственно во столько же раз ниже. В этом случае вклад газового слоя в общую устойчивость диска в галактиках, может оказаться решающим несмотря на высокие значения Q_T, формально вычисленные без учета указанных факторов. Однако это оставляет открытым вопрос, почему на большом интервале R параметр Q_T оказывается примерно постоянным.

Наиболее вероятным авторы считают сценарий, согласно которому в большинстве галактик газовый слой действительно обладает запасом устойчивости, а вывод о примерном соответствии плотности газа пороговому значению $Q_T = Q_c$относится не к современной эпохе, а к тому времени, когда в дисках завершился этап бурного звездообразования и дисперсия скоростей газа упала от нескольких десятков км/с, что соответствует “толстому” звездному диску, до «современных» значений $C \sim 6-10$ км/с. При переходе от «бурного» к «спокойному» звездообразованию поверхностная плотность газа была в несколько раз выше современной, поэтому роль газа в устойчивости диска заведомо была определяющей. Тогда и установилась тесная взаимосвязь между массой газа и удельным угловым моментом диска, ожидаемая для маржинально устойчивого газового слоя.

При последующей эволюции масса газа в большинстве галактик поздних типов уменьшилась минимум вдвое благодаря звездообразованию, а соответствующее значение параметра Тумре (1) во столько же раз возросло, что соответствует его современным значениям. Если при этом эффективность звездообразования $SFE = SFR/M_{gas}$ была примерно одинаковой для галактик различной массы (как это действительно имеет место для современных галактик, см. [24]), то относительная масса газа в галактиках с разным угловым моментом уменьшалась со временем синхронно. Пропорциональность между содержанием газа и удельным моментом в таком случае не успела сильно «размыться» за время, соответствующее уменьшению плотности газа в 2–3 раза (2–4 миллиарда лет при отсутствии аккреции), что объясняет ее существование в современную эпоху.

Отдельную проблему представляет формирование и эволюция протяженных газовых дисков, распространяющихся далеко за пределами изофотного радиуса галактики. Они определенно имеют более высокий запас гравитационной устойчивости по сравнению с внутренними областями дисков. Однако области звездообразования, имеющие, как правило, форму отдельных узлов или филаментов, наблюдаются и в них, что говорит о сжатии областей газа на мелких масштабах. Уплотнения газа, необходимые для появления очагов звездообразования, могут быть связаны с внешним воздействием на галактику (приливные взаимодействия, малый мержинг, аккреция). Численные модели показывают также возможность распространения крупномасштабных волн плотности в гравитационно устойчивом газовом слое. Эти волны могут возникнуть как реакция газового слоя на трехосный потенциал массивного гало, а также быть результатом распространения спиральных волн плотности, из внутренней области диска за пределы внешнего линбладовского резонанса (см. обсуждение в [25]).

Литература

1. Засов А.В., Зайцева Н.А. Содержание HI в дисках галактик: роль гравитационной неустойчивости // Письма в Астрон. Журн. Т. 43. С. 485–499. 2017.
2. Bigiel F., Blitz L. A universal neutral gas profile for nearby disk galaxies // Astrophys. J. V. 756. Article id. 183. 2012.
3. Martinsson Th.P.K., Verheijen M.A.W., Bershady M.A. et al. The DiskMass Survey. X. Radio synthesis imaging of spiral galaxies // Astron. and Astrophys. V. 585. Article id. A99. 2016.
4. Quirk W.J. On the gas content of galaxies // Astrophys. J. V. 176. P. L9. 1972.
5. Засов А.В., Симаков С.Г. Распределение газа в галактиках и гравитационная устойчивость газовых дисков // Астрофизика. Т. 29. С. 190–198. 1988.
6. Kennicutt R.C. Jr. The star formation law in galactic disks // Astrophys. J. V. 344. P. 685–703. 1989.
7. Safronov V.S. On the gravitational instability in flattened systems with axial symmetry and non-uniform rotation // Annales d'Astrophysique. V. 23. P. 979. 1960.
8. Toomre A. On the gravitational stability of a disk of stars // Astrophys. J. V. 139. P. 1217–1238. 1964.
9. Ianjamasimanana R., de Blok W.J.G., Walter F. et al. The radial variation of H I velocity dispersions in dwarfs and spirals // Astron. J. V. 150. Article id. 47. 2015.
10. Khoperskov A.V., Zasov A.V., Tyurina N.V. Minimum velocity dispersion in stable stellar disks. Numerical simulations // Astronomy Reports. V. 47. P. 357–376. 2003.
11. Kim W.-T., Ostriker E.C. Amplification, saturation, and Q thresholds for runaway: Growth of self-gravitating structures in models of magnetized galactic gas disks // Astrophys. J. V. 559. P. 70–95. 2001.
12. Kim W.-T., Ostriker E.C. Gravitational runaway and turbulence driving in star-gas galactic disks // Astrophys. J. V. 660. P. 1232–1245. 2007.
13. Volkov E., Ortega V.G. Gravitational instability in a system of particles with mass spectrum // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 313. P. 112–116. 2000.

14. Romeo A.B., Falstad N. A simple and accurate approximation for the Q stability parameter in multicomponent and realistically thick discs // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 433. P. 1389–1397. 2013.
15. Rafikov R.R. The local axisymmetric instability criterion in a thin, rotating, multicomponent disc // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 323. P. 445–452. 2001.
16. Guo Y., Rafelski M., Bell E.F. et al. Clumpy galaxies in CANDELS. II. Physical properties of UV-bright clumps at $0.5 \leq z < 3$ // Astrophys. J. V. 853. Article id. 108. 2018.
17. Meurer G.R., Zheng Zh., de Blok W.J.G. Disc stability and neutral hydrogen as a tracer of dark matter // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 429. P. 2537–2549. 2013.
18. Huang Sh., Haynes M.P., Giovanelli R. et al. HIghMass-High H I mass, H I-rich galaxies at $z \sim 0$ sample definition, optical and Hα imaging, and star formation properties // Astrophys. J. V. 793. Article id. 40. 2014.
19. Leroy A.K., Walter F., Brinks E. et al. The star formation efficiency in nearby galaxies: Measuring where gas forms stars effectively // Astrophys. J. V. 136. P. 2782–2845. 2008.
20. Li Y., Mac Low M.-M., Klessen R.S. Star formation in isolated disk galaxies. I. Models and characteristics of nonlinear gravitational collapse // Astrophys. J. V. 626. P. 823–843. 2005.
21. Marchuk A.A., Sotnikova N.Y. Two-component gravitational instability in spiral galaxies // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 475. P. 4891–4910. 2018.
22. Elmegreen B.G. Gravitational instabilities in two-component galaxy disks with gas dissipation // Astrophys. J. V. 737. Article id. 10. 2011.
23. Marchuk A.A. Gravitational instability and star formation in NGC 628 // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 476. P.3591–3599. 2018.
24. Wong O.I., Meurer J.R., Zheng Z. et al. Characterizing uniform star formation efficiencies with marginally stable galactic discs // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 460. P. 1106–1118. 2016.
25. Khoperskov S.A., Bertin G. Spiral density waves in the outer galactic gaseous discs // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 451. P.2889–2899. 2015.

УДК 524.8 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.005

НА ПУТИ К РАЗГАДКЕ ПРИРОДЫ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

Постнов К.А.
ГАИШМГУ, Москва, Россия
kpostnov@gmail.com

TOWARDS UNDERSTANDING THE DARK MATTER PUZZLE

Postnov K.A.
SAI MSU, Moscow, Russia

Dark matter is an outstanding problem in modern natural sciences. Some recent attempts to constrain a plethora of models of dark matter by current observations will be discussed, including primordial black holes and ultra-light scalar field ('fuzzy' dark matter).

Темная материя остается одной из самых злободневных проблем современного естествознания. Ее свойства достаточно надежно установлены из прецизионных астрономических наблюдений. В докладе будут представлены результаты конкретных попыток ограничить из наблюдений две кардинально разные модели темной материи – первичные черные дыры, претендующие на роль «холодной» скрытой массы, и ультралегкое скалярное поле («теплая» темная материя).

УДК 524-1.-8 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.006

ДИНАМО – МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАЗЛИЧНЫХ ТИПАХ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

Соколов Д.Д.
Московский Государственный университет и ИЗМИРАН, Москва, Россия

DYNAMO AS A MECHANISM FOR MAGNETIC FIELD GENERATION IN VARIOUS CELESTIAL BODIES

Sokoloff D.D.
Moscow State University and IZMIRAN, Moscow, Russia

Various celestial bodies contain large-scale magnetic fields that are believed to be excited by a dynamo based on joint action of differential rotation and mirror-asymmetric convection or turbulence. The mechanism was suggested in 1950s by E. Parker, while 10 years later M. Steenbeck, F. Krause, and K.-H.Rädler explained the role of mirror-asymmetry. Then, Ya.B Zeldovich explained magnetic field evolution in the process. This mechanism results in excitation of a magnetic cycle in the Sun and quasi-stationary geomagnetic field with a more or less random sequence of inversion. Both these configurations are antisymmetric with respect to equator (dipole symmetry). In contrast, dynamo in discs of spiral galaxies produces steady magnetic fields symmetric with respect to the equatorial plane (quadrupole symmetry). In contrast, the magnetic field of a cluster of galaxies is a small-scale one, its scale is of the order of galactic scale rather than of the scale of the whole cluster. This magnetic field is believed to be excited by another version of dynamo, the so-called small-scale one. Small-scale dynamo action requires random motions (convection or turbulence) but general rotation. Governing equations for small-scale dynamo were obtained in 1960s by A.P. Kazantsev.

Наблюдения показывают, что многие небесные тела (спиральные галактики, звезды, включая Солнце, многие планеты, включая Землю) имеют крупномасштабное магнитное поле. Все эти типы небесных тел вращаются и имеют проводящие жидкие (или плазменные) оболочки. По современным представлениям, эти магнитные поля происходят из начальных затравочных магнитных полей в результате действия механизма гидромагнитного динамо, который преобразует кинетическую энергию движений проводящей среды в магнитную энергию. По аналогии с традиционным названием одной из деталей автомобиля, этот механизм называется механизмом динамо.

В сферических телах динамо возбуждает циклическое поведение магнитного поля (цикл активности Солнца). В Земле возбуждается квазистационарное магнитное поле, время от времени меняющее свою ориентацию. Эти магнитные поля антисимметричны относительно экватора (симметрия дипольного типа). В спиральных галактиках динамо возбуждает стационарное магнитное поле, симметричное относительно галактического экватора (симметрия квадрупольного типа).

Динамо воспроизведено в лабораторных условиях, причем удалось обнаружить все три типа поведения магнитного поля.

Работа динамо в вышеупомянутых небесных телах основана на совместном действии двух факторов – дифференциального вращения и зеркально асимметричной конвекции или турбулентности. Современная магнитная гидродинамика располагает моделями различного уровня сложности, которые объясняют, как именно за счет этих факторов происходит преобразование кинетической энергии в магнитную, так что в результате получается крупномасштабное магнитное поле.

Один из уровней этого описания, предложенный Я.Б. Зельдовичем, оперирует поведением магнитных линий, вмороженных в хорошо проводящую среду. В этом случае дифференциальное вращение вытягивает магнитные линии, а зеркально-асимметричная конвекция или турбулентность складывает эти линии в восьмерку, переворачивает ее половинки и складывает, так, что удваивается магнитный поток через покоящийся контур.

Другой, более детальный, но исторически полученный раньше, уровень описания предложен в 1950-х годах Паркером. В рамках описания этого уровня дифференциальное вращение преобразует полоидальное магнитное поле в тороидальное, а зеркальная асимметрия позволяет восстановить полоидальное магнитное поле из тороидального. Ключевой элемент этой схемы (открытый десятилетием позже работы Паркера немецкими исследователями Штеенбеком, Краузе и Рэдлером) состоит в том, что наличие зеркальной асимметрии позволяет возникнуть компоненте электродвижущей силы, которая направлено не перпендикулярно, а параллельно магнитному полю.

Возникновение зеркальной асимметрии движений в простейшем случае связано с силой Кориолиса, но может иметь и более сложные причины (например, может вызываться магнитной силой), но, в конечном счете, связано с общим вращением небесного тела.

Разумеется, в современных моделях динамо используются и гораздо более детальные описания процесса динамо. В рамках этих описаний удается понять, почему один и тот же процесс в небесных телах различной геометрии приводят к появлению разных типов магнитных полей.

В невращающихся скоплениях галактик тоже есть магнитные поля, но они рассматриваются как мелкомасштабные в том смысле, что их характерный масштаб сравним скорее с характерным размером галактик, входящих в скопление, а не с самим скоплением. Эти магнитные поля возбуждаются динамо, которое требует только турбулентных или конвективных движений хорошо проводящей среды, но не вращения. Это мелкомасштабное динамо было предложено в 1960-х годах А.П. Казанцевым.

Работа поддержана проектом РФФИ 18-52-06002 Аз1

УДК 524.5 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.007

ТЕСНЫЕ ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ СИСТЕМЫ НА ПОЗДНИХ СТАДИЯХ ЭВОЛЮЦИИ

Черепащук А.М.
МГУ имени М.В.Ломоносова, ГАИШ, Москва
cher@sai.msu.ru

CLOSE BINARY SYSTEMS AT LATE EVOLUTION STAGES

Cherepashchuk A.M.
Sternberg Astronomical Institute, MSU, Moscow

The newest results of studies will be reviewed for different kinds of late-type close binary systems.

Эволюция тесных двойных систем (ТДС) – это эволюция звезд с переменной массой и ограниченным радиусом. В процессе эволюции ТДС звезды испытывают первичный и затем – вторичный обмен масс. Под поздней стадией эволюции ТДС понимается стадия после завершения первичного обмена масс. Поздние стадии эволюции ТДС изучались в работах группы А.Г.Масевича: А.В.Тутуков, Л.Р.Юнгельсон (1973), а также в работах Е.ВанденХейвела (1976), В.Г.Корнилова и В.М.Липунова (1983).

Важность поздних ТДС для астрофизики и фундаментальной физики состоит в возможности проверки теории внутреннего строения и эволюции звезд с переменной массой и ограниченным радиусом, в возможности открытия и исследования принципиально новых объектов – нейтронных звезд и черных дыр в рентгеновских двойных и гравитационно-волновых двойных системах, в тестировании ОТО Эйнштейна в сильных гравитационных полях, а также в возможности исследовать яркие наблюдательные проявления – аккреционные диски, рентгеновское излучение, джеты, новоподобные феномены, гравитационно-волновое излучение и т.п.

В докладе будут изложены новейшие результаты исследования поздних ТДС разных типов, включая рентгеновские двойные системы с черными дырами, системы с рентгеновскими и радиопульсарами, а также гравитационно-волновые двойные системы.

УДК 524.8 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.008

ОТКРЫТИЕ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ В ЛОКАЛЬНОЙ ВСЕЛЕННОЙ

Чернин А.Д.
ГАИШ МГУ, г.Москва, Россия
Arthur.Chernin@gmail.com

DISCOVERY OF DARK ENERGY IN THE LOCAL UNIVERSE

Chernin A.D.
Sternberg Astronomical Institute, Moscow University, Moscow, Russia

Einstein's paper of 1917 predicts existence of cosmic universal antigravity. This new force of nature reveals itself in HST observations at global cosmological distances. It is found also in the Local Universe, our own galactic backyard.

1. Введение

Сто лет назад, в 1917 г., в статье «Вопросы космологии и общая теория относительности», вышедшей в Сообщениях Прусской Академии наук в Берлине, Эйнштейн предсказал то, что сейчас называют темной энергией. Согласно интерпретации, предложенной в 1965 г. Э.Б. Глинером (тогда сотрудником Ленинградского физико-технического института) и ставшей сейчас (почти) общепринятой, темная энергия – это особого рода космическая сплошная среда, которая равномерно заполняет весь объем Вселенной и создает в ней всеобщее отталкивание – всемирное антитяготение. Темная энергия не меняется со временем и ее единственной независимой физической характеристикой служит эйнштейновская космологическая постоянная, обозначаемая греческой буквой Λ. Как всякая макроскопическая среда, темная энергия обладает плотностью и давлением. Ее плотность положительна, а давление отрицательно и равно плотности (умноженной на скорость света в квадрате) по абсолютной величине. Согласно общим принципам ОТО, тяготение определяется не только плотностью среды (как в механике Ньютона), но также и ее давлением. Отрицательное давление темной энергии создает отрицательное тяготение, то есть антитяготение. По своим механическим свойствам темная энергия подобна вакууму: она сопутствует любому движению. Если, например, имеются два тела, движущиеся друг относительно друга, то темная энергия сопутствует каждому из них. По этой причине космический вакуум не может служить системой отсчета.

Как теперь известно, на темную энергию приходится 70 процентов, а на темную материю – 26 процентов полной массы/энергии наблюдаемой Вселенной. На «обычное» вещество и космическое электромагнитное излучение, то есть на то, с чем успешно справляется сегодняшняя физика полей и частиц, остается в космологии не более 4%.

2. Космологические модели

В работе 1917 г. Эйнштейн предпринял первую в истории науки попытку сделать предметом точного физико-математического описания и изучения всю Вселенную, понимаемую как некое единое целое. Столь неординарная задача требовала новой физической идеи, соразмерной этой задаче по оригинальности и теоретической мощи. Такой идеей стало эйнштейновское антитяготение. Роль и место этой идеи в физике и астрономии демонстрируется у Эйнштейна на примере его космологической модели – первой в современной науке теоретической конструкции такого рода. Это был простейший пример того, как антитяготение – эта изобретенная им могучая новая сила – могло бы действовать в мире как целом наряду с всемирным тяготением и конкурировать с ним.

В модели Эйнштейна Вселенная обладает максимальной пространственно-временной симметрией: она статична (то есть одна и та же в каждый момент времени), а ее пространство однородно (то есть одинаково во всех точках) и изотропно (то есть одинаково во всех направлениях). Статичность обеспечивается точным балансом тяготения и антитяготения: сумма этих двух сил (говоря языком ньютоновской механики) равна нулю в каждой точке пространства во все моменты времени. Такая модель Вселенной не противоречила никаким астрономическим данным тех лет. В астрономии первых двух десятилетий XX века считалось, что Вселенная – это мир неподвижных звезд, и Эйнштейн в своей статье не раз ссылается на эту статическую картину мира.

Следующий шаг в теоретической космологии был сделан петербургским математиком А.А.Фридманом. Отказавшись от идеи статичности и неизменности мира, Фридман построил в 1922–1924 гг. модель эволюционирующей Вселенной. Как и модель Эйнштейна, модель Фридмана основана на ОТО и предполагает однородность и изотропию пространства. Сходство моделей еще и в том, что Фридман не отбросил космологическую постоянную, сохранив тем самым в своей теории динамический фактор всемирного антитяготения.

Нередко говорят, что космологию Фридмана подтвердил в 1929 г. Хаббл в своих наблюдениях разбегающихся галактик. В действительности наблюдения Хаббла ограничивались ближним объемом мира – расстояния у него не превосходили 20–30 мегапарсек (Мпк). Сам он ошибочно считал, что его предел дальности не больше 2–3 Мпк, и полагал, что это и есть вся Вселенная целиком. До наблюдений в глобальных, истинно космологических масштабов порядка тысяч Мпк, было тогда еще далеко. Модель Фридмана с эйнштейновским антитяготением долго ждала эмпирической проверки и нашла надежное подтверждение лишь в 1998–1999 гг. в наблюдениях [1,2] на Космическом телескопе «Хаббл». В действительности не «человек Хаббл», а «телескоп Хаббл» подтвердил теорию Фридмана.

3. Темная энергия в глобальном масштабе

Планомерные космологические наблюдения на Космическом телескопе «Хаббл» велись с середины 1990х гг. двумя международными группами астрономов-наблюдателей, одной из которых руководили Брайан Шмидт и Адам Рийс [1], а другой Сол Перлматтер [2] (в 2011 г. эти три астронома получили Нобелевскую премию по физике). Их наблюдения показали, что у края видимой Вселенной на масштабах порядка тысяч мегапарсек и более пространственное распределение галактик выглядит статистически однородным, равномерным в среднем. Крупномасштабная днородность – важнейшее свойство наблюдаемой Вселенной как целого. Такого рода пространственная симметрия предполагалась – по сути дела, она предсказывалась – в космологических теориях Эйнштейна и Фридмана. Открытие глобальной однородности мира в работах [1,2] было воспринято в астрономии и физике как нечто само собой разумеющееся – другого, собственно, и не ждали.

Столь же ожидаемым было и открытие в работах [1,2] глобального космологического расширения, предсказанного в теории Фридмана: галактики и их системы действительно разбегаются, удаляясь друг от друга. Из теории Фридмана вытекает, что скорости далеких галактик пропорциональны расстояниям до них (закон Хаббла). Наблюдения [1,2] подтвердили эту зависимость на самых далеких глобальных расстояниях.

Но никто не ожидал (считая и авторов [1,2]), что эти наблюдения приведут к открытию темной энергии. В наблюдениях [1,2] удалось измерить не только скорости удаляющихся галактик и расстояния до них, как это прежде делалось на меньших расстояниях, но – впервые – еще и ускорение, которое испытывают при этом галактики. Оказалось, что ускорение направлено в ту же сторону, что и скорости убегающих галактик, так что галактики удаляются от нас и друг от друга все быстрее и быстрее. Их подгоняет темная энергия с ее эйнштейновским антитяготением.

В наблюдениях [1,2] удалось измерить плотность темной энергии: $\rho_0 = 0.7\times10^{-29}$ г см$^{-3}$. Эта величина ничтожно мала по нашим земным меркам – она на целых 29 порядков меньше, например, плотности воды при «нормальных условиях»; и тем не менее темная энергия почти безраздельно управляет динамикой всей Вселенной как целого. Из примерно 14 миллиардов лет известной сейчас истории Вселенной на протяжении первых 7 миллиардов в ней доминировало тяготение, а затем эта роль перешла к антитяготению, которое преобладает в современную эпоху и будет сильнее тяготения также и в сколь угодно отдаленном будущем, насколько об этом можно сейчас судить.

4. Локальная Вселенная

Открытие темной энергии на глобальных космологических расстояниях позволило по-новому взглянуть на мир галактик в относительно малых пространственных масштабах. Действительно, если она описывается космологической постоянной, то темная энергия должна присутствовать всюду в мире и везде иметь одну и ту же плотность. Можно ли это проверить в наблюдениях? В глобальном масштабе такая проверка удалась благодаря тому, что антитяготение, создаваемое темной энергией, сильнее тяготения других форм космической энергии/массы у дальней границы Вселенной. Возможно ли подобное доминирование антитяготения где-либо в ближней Вселенной? В 2001 г. был дан [3] положительный ответ на этот вопрос: на расстояниях 1–10 Мпк от Млечного пути существуют области пространства, где антитяготение сильнее тяготения. Как и в глобальном масштабе, «измерительным прибором» для темной энергии в малых масштабах послужили потоки галактик.

Локальная Вселенная устроена не по Фридману: никакой однородности в ней нет и населяющие ее галактики распределены по ближнему объему крайне неравномерно. Подавляющее их число собрано в массивные сгущения, называемые группами (с размерами порядка 1 Мпк) и скоплениями (с размерами порядка 10 Мпк), тогда как в пространстве между сгущениями галактик очень мало. Локальная Вселенная – замечательный объект астрономии и астрофизики, допускающий высокоточные измерения в мире галактик и их систем. Она стала сейчас еще и естественной космической лабораторией для изучения темной энергии.

По понятным причинам особенно интересны самые близкие структуры в нашем галактическом окружении. Галактика Млечный Путь вместе с другой столь же крупной галактикой Туманность Андромеды образует Местную группу галактик, в состав которой входит еще пять десятков менее крупных галактик. Местная группа – гравитационно-связанная квазистационарная система с полной массой $M = (2{-}3)\ 10^{12}$ масс Солнца. Эту массу составляют (барионное) вещество звезд и межзвездной среды, а также темная материя, которой раз в 5 больше по массе и которая находится в основном в протяженных гало двух гигантских галактик группы. Размер группы – примерно 2 Мпк в поперечнике. Вне группы на расстояниях от 1.4 до 3 Мпк от ее центра наблюдаются 24 карликовые галактики; все они – без исключения – движутся прочь от группы, причем их скорости тем больше, чем больше расстояние до них. Это ближайший к нам поток разбегания галактик. Такова эмпирическая картина ближней Вселенной по данным И.Д. Караченцева и его сотрудников [4–8], полученным в наблюдениях на телескопе «Хаббл» и 6-м БТА САО.

Местную группу с потоком разбегания вокруг нее будем называть далее Местной системой группа-поток. Ее основные черты описываются теорети-

ческой моделью, учитывающей (впервые) локальные динамические эффекты темной энергии [3, 8–9]. В этой модели группа представлена сферической массой M, а поток разбегания рассматривается как совокупность легких («пробных») частиц, движущихся по радиальным траекториям. (Полная масса карликов реального потока действительно мала – не больше нескольких процентов от массы группы.) Группа вместе с потоком погружена в общий космический фон темной энергии с однородной постоянной плотностью ρ_0.

На каждую из частиц потока действуют две силы: ньютоновская сила притяжения к массе M и эйнштейновская сила отталкивания от группы, создаваемая темной энергией. Первая из сил следует ньютоновскому закону обратных квадратов; она имеет отрицательный знак и убывает (по модулю) с ростом расстояния от центра группы. Вторая сила, напротив, имеет положительный знак и растет с расстоянием по линейному закону – так силу антитяготения описывает ОТО в приближении слабого поля, когда квадрат скорости тел и перепады гравитационного потенциала гораздо меньше (по модулю) квадрата скорости света. Последнее условие выполняется с хорошим запасом для локальной системы группа-поток.

Так как силы имеют разные знаки и по-разному ведут себя с расстоянием, существует такое расстояние, на котором их сумма обращается в нуль. Это критическое расстояние выражается через массу группы M и плотность темной энергии ρ_0:

$$R_0 = [\, 3M/ (8 \pi \rho_0)]^{1/3} \sim 1 \, (M_{12})^{1/3} \text{ Мпк}.$$

Здесь M_{12} – масса группы в единицах 10^{12} масс Солнца. Величина R_0 называется радиусом нулевого тяготения: при $R = R_0$ имеет место баланс тяготения и антитяготения. На меньших расстояниях, $R < R_0$, преобладает тяготение, а на больших, при $R > R_0$, доминирует антитяготение. При принятых выше значениях массы группы M и плотности темной энергии ρ_0 радиус нулевого тяготения R_0 составляет 1.3–1.4 Мпк. Как мы видим, радиус нулевого тяготения R_0 весьма близок к известному из наблюдений радиальному размеру Местной группы ~1 Мпк. Это означает, что в объеме группы тяготение сильнее антитяготения. Такие системы (но без каких-либо признаков антитяготения) были известны в астрономии и ранее.

Что же касается потока разбегания, то он находится на расстояниях $R > R_0$, то есть там, где доминирует эйнштейновское антитяготение. Сила антитяготения заставляет частицы потока двигаться с ускорением. Такого рода физических условий в мире галактик, да и вообще в локальной физике и астрономии, прежде не знали. Ускоряющийся поток разбегания галактик вокруг Местной группы представляет собой ближайший к нам пример локальной астрономической структуры нового, не известного ранее типа, построенной по законам общей теории относительности.

Теория в комбинации с наблюдениями позволяет сделать ряд заключений относительно как самой Системы группа–поток, так и темной энергии, в которую эта система погружена. Один из результатов такого рода – независимая эмпирическая оценка локальной плотности темной энергии. Примем на основании имеющихся наблюдательных данных (см. выше), что радиус нулевого тяготения R_0 приближенно равен радиусу группы R_G. Локальная плотность темной энергии, обозначаемая в этом случае как ρ_{loc}, считается неизвестной величиной. Тогда из формулы для радиуса нулевого тяготения находим:

$$\rho_{loc} \sim 3M/(8\pi)\, M/R_G^3 .$$

Подставляя сюда наблюдаемые значения для M и R_G , получаем плотность ρ_{loc}, которая совпадает – по крайней мере, по порядку величины – с глобальной плотностью ρ_0, измеренной на космологических расстояниях. Таким образом, из комбинации двух локальных величин M и R_G, допускающих прямое наблюдательное измерение на весьма скромных астрономических расстояниях, возникает третья величина, имеющая фундаментальный физический смысл.

Модель позволяет проследить сложную нелинейную механику ускоряющихся потоков галактик. Как оказывается, антитяготение, доминирующее в локальном потоке, не только ускоряет разбегание галактик по радиальным направлениям, но вместе с тем придает потоку регулярную «хаббловскую» кинематику с линейной зависимостью скорости от расстояния. По этой причине локальный поток выглядит как космологическое расширение в миниатюре. Такого рода близкое сходство локального потока с глобальным расширением представлялось до недавнего времени «загадочным», как не раз писал об этом А. Сэндидж (США), классик внегалактической астрономии. «Удивительным» находил этот факт Я.Б.Зельдович. Действительно, регулярность разбегания требует, казалось бы, регулярности – то есть фактически однородности – в пространственном распределении галактик. Так оно и есть в глобальном космологическом масштабе. Но вблизи нас, в локальных масштабах, никакой однородности в распределении галактик определенно нет.

Эффект эйнштейновского антитяготения с его универсальным характером снимает эту загадку: все дело в темной энергии, в которую погружены оба потока – глобальный космологический поток, где действует модель Фридмана, и локальный поток, где эффективна локальная модель, описанная выше. В обоих случаях имеет место доминирование темной энергии как решающий динамический фактор.

Локальная модель получила дальнейшее подтверждение и развитие в наблюдениях галактик на расстояниях до 10–11 Мпк, выполненных Караченцевым и его коллегами (см. выше) с помощью телескопа «Хаббл». При-

мечательно, что этот крупнейший космический инструмент нацелен не только на рекордно далекие космологические расстояния, но также и на сравнительно скромные пространственные масштабы в мире галактик. За более чем 300 периодов обращения космического телескопа были открыты и изучены три с лишним сотни галактик, по большей части собранных в 12 систем типа группа–поток, близких по структуре к Местной группе с ее потоком разбегания. Подобную динамическую структуру имеют, как было найдено, также и две близкие системы скопление–поток – скопления Virgo и Fornax с потоками разбегания вокруг них. Каждая из этих двух систем примерно в десять раз больше по размеру Местной системы. Их структура повторяет в главных чертах устройство Местной системы, – но с увеличением всех размеров, скоростей и длин (включая и потоки) в те же 10 раз.

Вместе с Местной системой упомянутые выше 12 объектов образуют коллективную систему с поперечником в 20 Мпк и полной массой (темной материи и барионов) около 10^{14} масс Солнца. Все объекты системы располагаются в уплощенном объеме, прилегающем к Сверхгалактической плоскости. По предложению Караченцева, система получила название «Локальный блин Зельдовича» (ЛБЗ). Все 12 объектов ЛБЗ удаляются от центра Местной группы со скоростями от 100 до 1000 км/с, близко следуя при этом линейной (хаббловской) зависимости скорости от расстояния.

5. Заключение

В статьях Эйнштейна нет таких слов, как «темная энергия», «космическая среда», «вакуум» или «всемирное антитяготение». Дело, конечно, не в словах и названиях; важнее другое: в работе 1917 года и в дальнейших работах Эйнштейна нет ни слова о физической природе космологической постоянной. Эйнштейн открыл всемирное антитяготение, но не стал измышлять гипотез на этот счет, – как задолго до того поступил Ньютон с открытым им всемирным тяготением. Сейчас, через триста тридцать лет после ньютоновых «Начал» и через сто лет после эйнштейновской теории, мы так и не знаем на самом деле, что такое по сути всемирное тяготение-антитяготение. Физика полей и частиц не дает ответа на этот вопрос; в ней не было ранее и нет до сих пор никаких указаний на существование темной энергии, а также и темной материи, (почти) столь же загадочной по своей природе. Таковы ключевые задачи современной фундаментальной науки, вытекающие из столетней давности работы Эйнштейна.

Литература

1. Riess A.G., Filippenko A.V., Challis P. et al. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant // Astron. J. V. 116. P. 1009. 1998.
2. Perlmuter S., Aldering G., Goldhaber G. et al. Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae // Astrophys. J. V. 517. P. 565. 1999.
3. Чернин А.Д. Космический вакуум // Успехи физ. наук. Т. 171. С. 1153. 2001.

4. Karachentsev I.D. The Local Group and other neighboring galaxy groups // Astron. J. V. 129. P. 178, 2005.
5. Karachentsev I.D., Tully R.B., Dolphin A. et al. The Hubble flow around the Centaurus A/M83 galaxy complex // Astron. J. V. 133. P. 504. 2007.
6. Karachentsev, A. Dolphin, R.B. Tully et al. Advanced Camera for Surveys Imaging of 25 Galaxies in Nearby Groups and in the Field // Astron. J. V. 131. P. 1361. 2006.
7. Karachentsev I.D., Kashibadze O.G., Makarov D.I., Tully R.B. The Hubble flow around the Local Group // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 393. P. 1265. 2009.
8. Чернин А.Д. Темная энергия и всемирное антитяготение // Успехи физ. наук. Т. 178. С. 267. 2008.
9. Чернин А.Д. Тёмная энергия в ближней Вселенной: данные телескопа «Хаббл», нелинейная теория, численные эксперименты // Успехи физ. наук. Т. 183. С. 741. 2013.

УДК 523.3 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.009

ЛУНА – МУЗЕЙ ВЕЧНОСТИ

Шевченко В.В.
ГАИШ МГУ, г. Москва, Россия
vladislav_shevch@mail.ru

THE MOON IS A MUSEUM OF ETERNITY

Shevchenko V.V.
GAISH MSU, Moscow, Russia

According to all the data known to us today, the Moon has never in its history had any noticeable gas envelope, the atmosphere. This means that the surface of the natural satellite of the Earth has always been open to the impact of all processes that took place in the surrounding outer space. And first of all, all objects, from micron-sized dust particles to multi-ton asteroids and comets, falling into the vicinity of the Moon, fell freely on its surface. Estimates of the age of individual formations and their constituent lunar rocks can exceed 4 billion years. Approximately for such a period of time, the lunar surface accumulated its unique museum exhibits. Of course, new shock processes could destroy the traces of more ancient events. However, it should be borne in mind that the intensity of the appearance of fresh percussionists is constantly falling, and therefore we have an undeniable opportunity to find on the Moon traces of not only very ancient, but also surprisingly rare phenomena.

По всем данным, известным нам сегодня, Луна никогда в своей истории не обладала сколько-нибудь заметной газовой оболочной – атмосферой. А это значит, что поверхность естественного спутника Земли всегда была открыта воздействию всех процессов, происходивших в окружающем космическом пространстве. И прежде всего, все объекты – от пылинок микронных размеров до многотонных астероидов и комет, попадавшие в окрестности Луны, свободно падали на ее поверхность. Оценки возраста отдельных образований и слагающих их лунных пород достигают более 4 млрд. лет. Примерно за такой период времени лунная поверхность накопила свои уникальные музейные экспонаты. Конечно, новые ударные процессы могли разрушать следы более древних событий. Однако следует учесть, что интенсивность появления свежих ударников постоянно падает, и поэтому у нас есть несомненная возможность найти на Луне следы не только очень древних, но и удивительно редких явлений. Своеобразная запись всех этих событий запечатлелась в физических и химических свойствах лунного вещества, отдельные образцы которого уже изучаются в земных лабораториях, а также в строении тысяч различных кратеров, в структурах аномальных образованиях лунного ландшафта.

Возраст Луны

Несмотря на многовековую историю изучения Луны, до сих пор нет однозначного ответа на вопрос о происхождении земного спутника. Но вне зависимости от того, образовалась ли Луна одновременно с Землей или возникла при более позднем столкновении нашей планеты с другим телом, наблюдаемая сегодня лунная поверхность несет следы различных процессов, протекавших в Солнечной системе за последние миллиарды лет. И этот период, несомненно, можно считать вечностью по сравнению со временем существования человеческой цивилизации.

Каков же возраст Луны как небесного тела? По признанию исследователей, наиболее точное определение этой величины получено совсем недавно. Исследователи провели анализ восьми образцов, содержащих минерал циркон. Образцы были доставлены на Землю участниками экспедиции «Аполлон-14», состоявшейся в 1971 г. Авторы исследования считают циркон лучшими «природными часами». Новые результаты показывают, что Луна, как космическое тело, образовалась примерно через 60 млн. лет после формирования всей Солнечной системы и таким образом имеет возраст 4.51 млрд. лет [1].

Повысить точность определения удалось за счет анализа более чистых образцов. В исследованиях, которые проводились ранее, были использованы образцы с частицами, несущими следы метеоритных бомбардировок поверхности, что не давало возможности верно назвать возраст земного спутника.

О возрасте тел, падавших на лунную поверхность

Наиболее многочисленными объектами, падавшими на лунную поверхность, можно считать метеороиды и астероиды различных размеров. В настоящее время количество отдельных объектов подобной природы, наблюдаемых в околоземном пространстве, составляет около 15000. Очевидно, что в ранние эпохи эволюции Солнечной системы этих объектов было значительно больше.

Рис. 1. Метеорит NWA 11119 [2].

Недавно в Мавритании был найден старейший из известных в настоящее время метеоритов. Его возраст оказался равным 4.565 млрд. лет [2]. Полагают, что метеорит NWA 11119, показанный на Рис. 1, образовался в первые 2.5 – 3.5 млн. лет существования Солнечной системы.

Наиболее древним объектом, найденным непосредственно на лунной поверхности, является фрагмент анортозитовой породы, который был доставлен на Землю экспедицией «Аполлон-15» (Рис. 2).

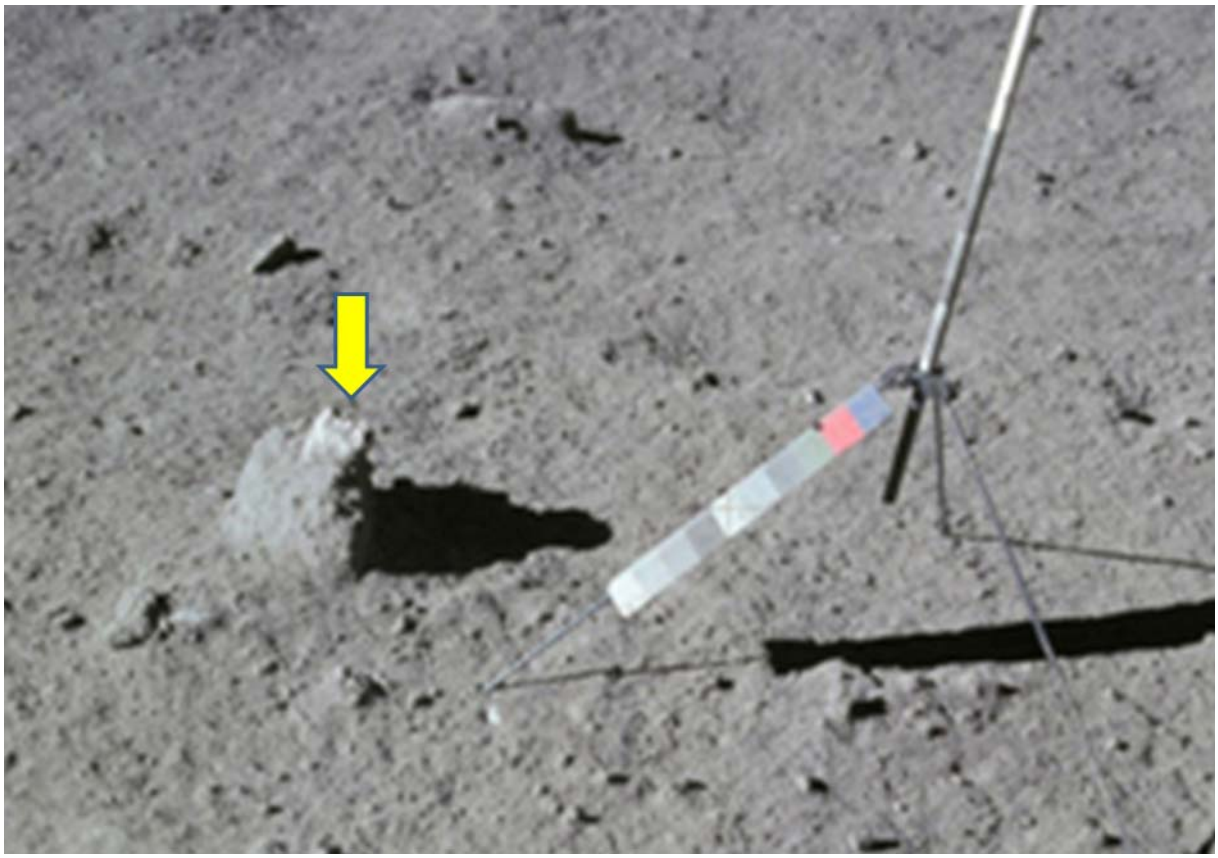


Рис. 2. Обломок анортозитовой породы (указан стрелкой), располагающийся как бы на пьедестале (Фото НАСА).

Внимание членов экспедиции этот фрагмент привлек своим необычным положением «на пьедестале» и более высокой яркостью по сравнению с окружающим реголитом. Вероятнее всего, данный фрагмент был перемещен из материковой области, сложенной анортозитовыми породами, в результате ударного события. В процессе лабораторного исследования на Земле было установлено, что возраст этого образца, неофициально названного «камень бытия», оказался равным 4,1+/- 0,1 млрд. лет [3].

Согласно реконструкции лунных экзогенных событий, представленной в работе [4], наиболее интенсивная бомбардировка поверхности земного спутника происходила в период 3.9 – 3.8 млрд. лет назад. Согласно анализу статистических оценок числа ударных кратеров различного возраста, в по-

следующем интенсивность событий постепенно снижалась до современного уровня. На Рис. 3 показана диаграмма истории ударных событий на Луне, приведенная в [4].

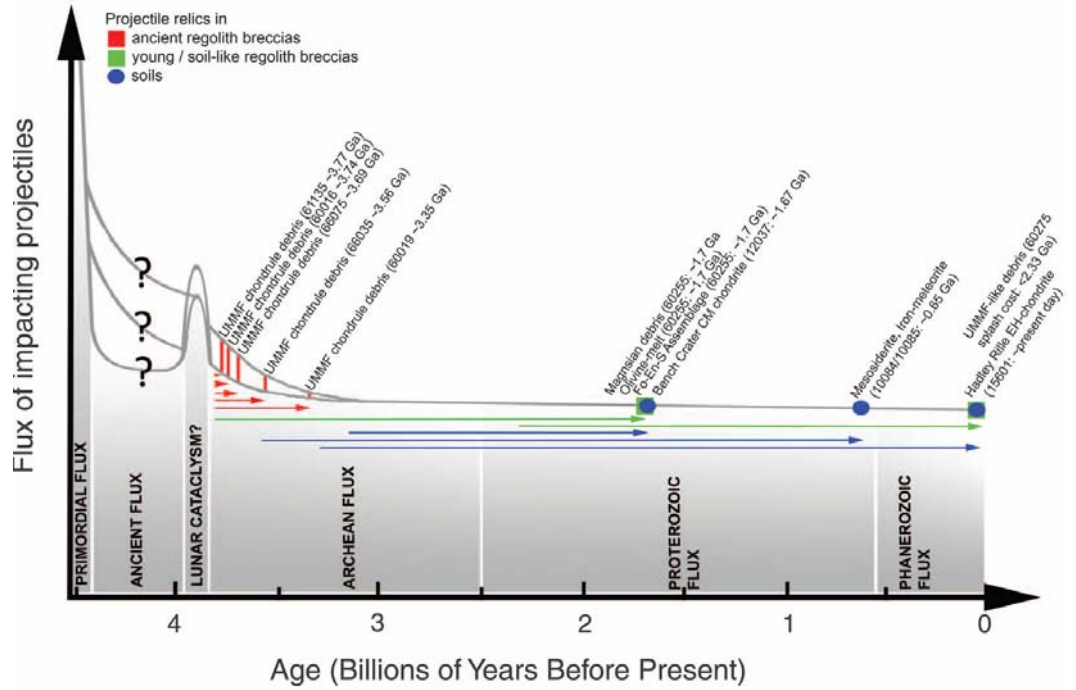


Рис. 3. Диаграмма распределения числа ударников по времени согласно общей схеме экзогенных событий, оставивших наблюдаемые следы на Лунной поверхности [4].

Авторы данного исследования полагают, что основными ударниками в рассматриваемый период были астероиды и метеороиды различного происхождения и разного химического состава. Вместе с тем, как видно из приведенной диаграммы, период лунной истории до 3.9 млрд. лет назад, в проведенном исследовании остается не проясненным.

Загадка лунного бассейна Южный полюс-Эйткен

Кроме несомненной природы большинства следов ударных событий, связанных с падением тел астероидного типа и метеороидов, на лунной поверхности наблюдаются образования, возможно, связанные с падением тел кометного типа. Из общих соображений закономерно предположить, что часть комет, попадающих в область гравитационного влияния системы Земля–Луна, могут стать ударниками, падающими на поверхность Луны. Ряд исследователей полагают, что загадочные диффузные структуры (swirls в англоязычных публикациях) могут оказаться следами контактов лунной поверхности с телами очень низкой плотности, зачастую окруженных газовой оболочкой, то есть с кометами. По современным крупномасштабным съемкам с борта лунного спутника «ЛРО» на лунной поверхности выявлено около 100 отдельных диффузных структур (Рис. 4).

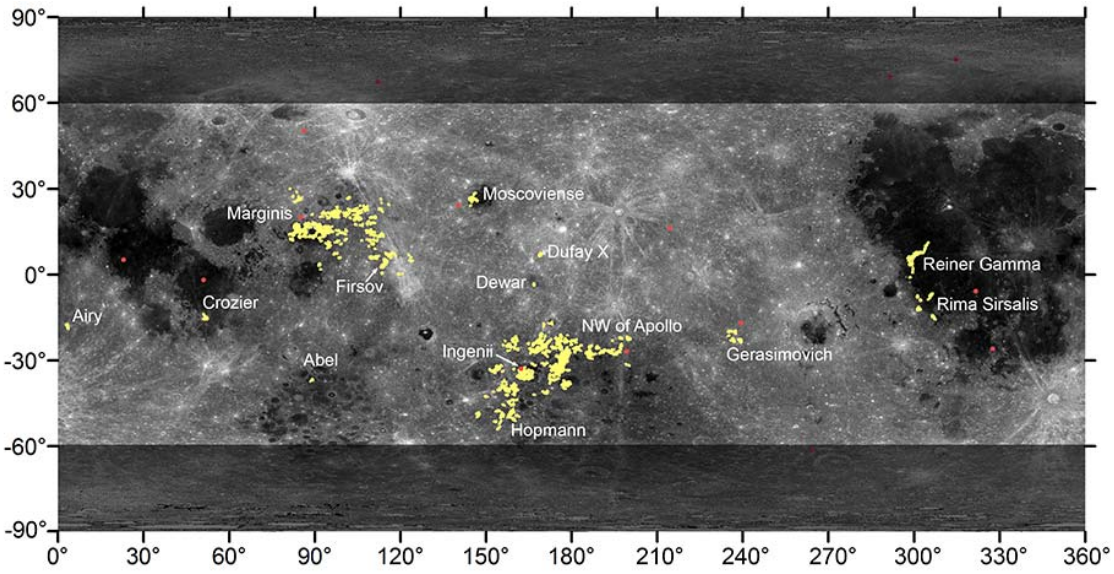


Рис. 4. Распределение диффузных структур на лунной поверхности (фото НАСА).

Типичные диффузные структуры имеют формы, показанные на Рис. 5 по данным орбитальных съемок камерами «ЛРО».

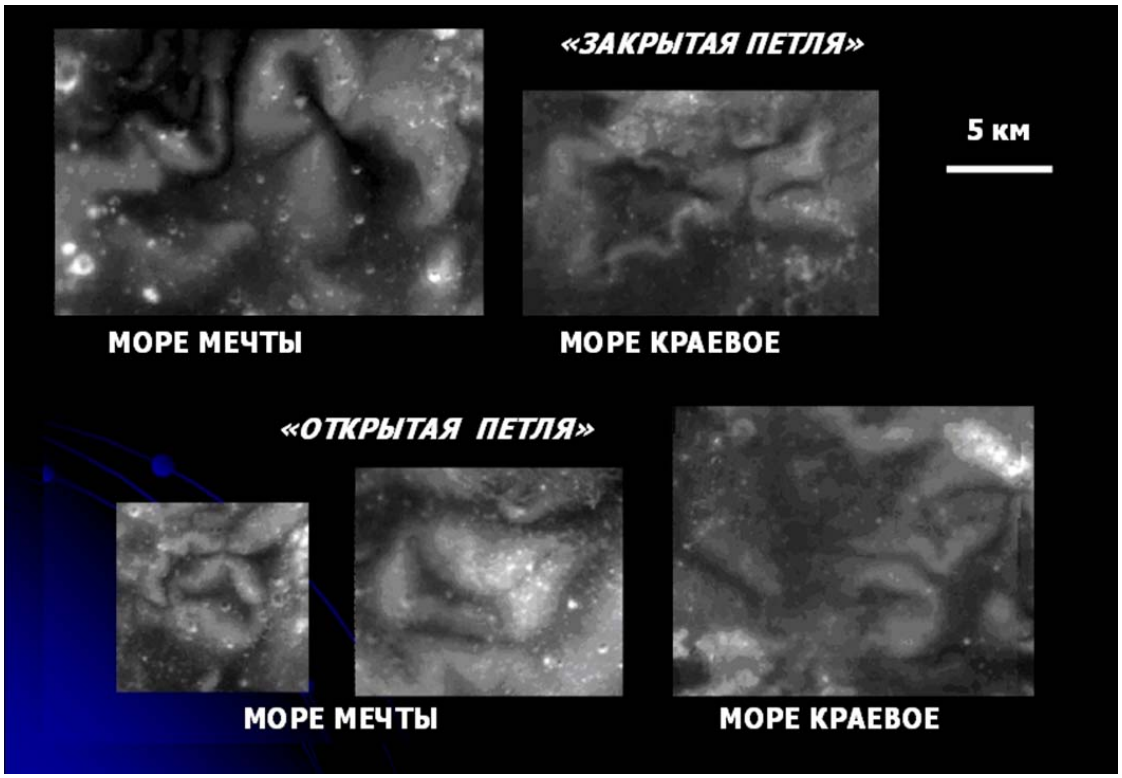


Рис. 5. Типичные формы диффузных структур (фото НАСА).

Кроме необычных форм, диффузные структуры выделяются высокими значениями альбедо светлых областей и наличием местных магнитных аномалий. Радиолокационные исследования диффузной структуры Рейнер-

гамма, расположенной в Океане Бурь, показали, что видимые формы повышенной яркости распространяются вглубь реголита на очень незначительную величину – всего лишь около одного метра. Возраст этих образований составляет около 10 млн. лет [5]. С учетом малой глубины проникновения в реголит более ранние образования подобного вида могли быть уничтожены в процессе метеоритной и микрометеоритной бомбардировки.

Однако на Луне существует еще одно загадочное образование, которое гипотетически можно отнести к весьма древнему кометному падению. Речь идет о самой крупной не только на Луне, но и во всей Солнечной системе кольцевому образованию – «Южный полюс – Эйткен».

На основании обобщения данных по измерениям высот была построена гипсографическая карта и получены высотные профили бассейна, впервые основанные на сферической поверхности относимости [6]. Таким образом, достоверно был определен общий размер бассейна, равный около 3500 км. Сравнение с другими крупными кольцевыми образованиями Луны показало, что образование «Южный полюс – Эйткен» обладает аномально малой величиной соотношения «глубина – диаметр» (Рис. 6).

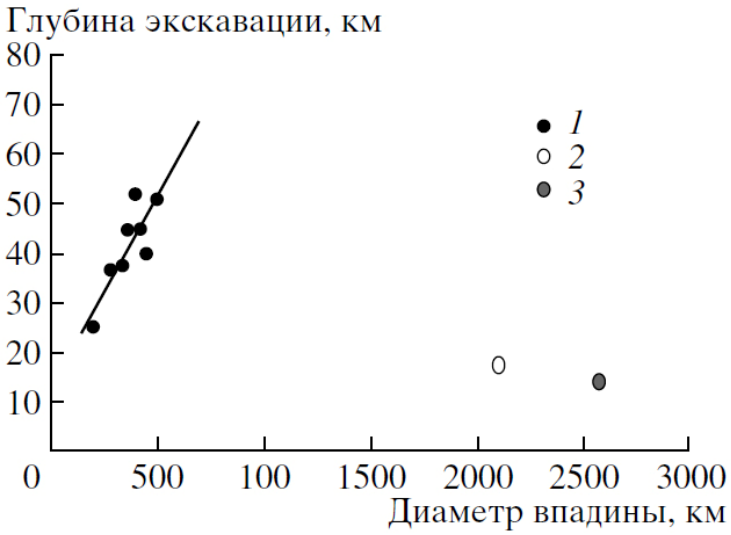


Рис. 6. Зависимость глубины экскавации от диаметра депрессии: 1 – зависимость для образований диаметром 200 – 500 км; 2 – положение депрессии ЮПЭ согласно предварительным определением диаметра; 3 – положение на диаграмме бассейна ЮПЭ согласно новым определениям диаметра депрессии [6].

Также были получены зависимости распространения основных химических элементов (Fe и Th) на различных высотных уровнях структуры. По этим данным была обнаружена полная корреляция содержания индикаторов лунных пород с высотными уровнями их преимущественного распространения.

Затем на совокупной гипсометрической и геохимической основе была выявлена структура колец депрессии. Уникальной особенностью строения

является отличие от центрально-круговой симметрии в расположении внутренних колец бассейна, что может указывать на движение гипотетического ударника по траектории (или орбите), почти нормально ориентированной к плоскости эклиптики (рис. 7).

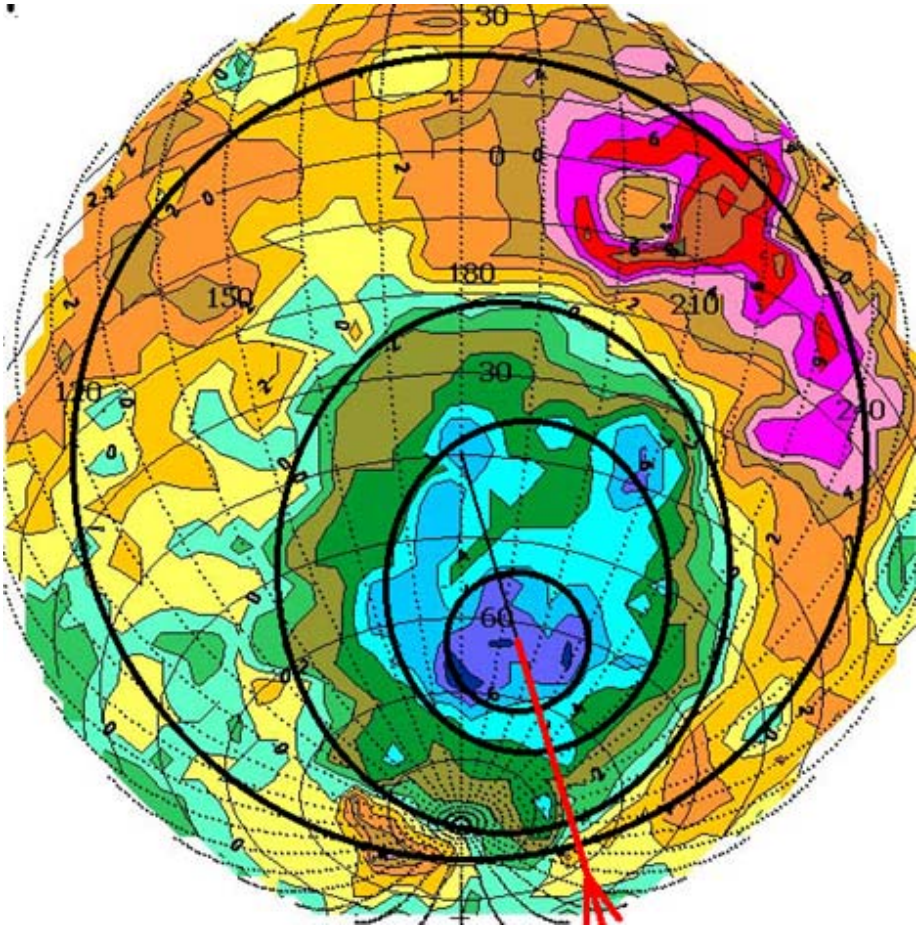


Рис. 7. Структура колец образования «Южный полюс – Эйткен» и направление гипотетической траектории ударника.

В сочетании с выявленным аномальным соотношением «глубина–диаметр» в первоначальной структуре бассейна, это обстоятельство позволяет выдвинуть гипотезу о падении на Луну гигантской кометы, сформировавшем бассейн «Южный полюс – Эйткен» – крупнейшую кольцевую структуру в Солнечной системе. Согласно оценкам возраста бассейна, полученным разными авторами, появление первоначальной структуры относится к доимбрийскому периоду лунной истории – примерно 4.2 – 4.3 млрд. лет назад [6]. Если обратиться к диаграмме, показанной на Рис. 3, это событие можно поместить в область древнейших ударных явлений, помеченной авторами знаками вопроса.

История продолжается

Наряду с «экспонатами» древности, лунная поверхность хранит следы событий совсем недавнего времени и даже современности. Благодаря глобальной крупномасштабной съемке с орбиты аппаратом «ЛРО» удалось обнаружить появление новых кратеров. За период около 7 лет путем анализа результатов повторной съемки одних и тех же участков лунной поверхности были зафиксированы возникновения 222 кратеров разного размера (рис. 8).

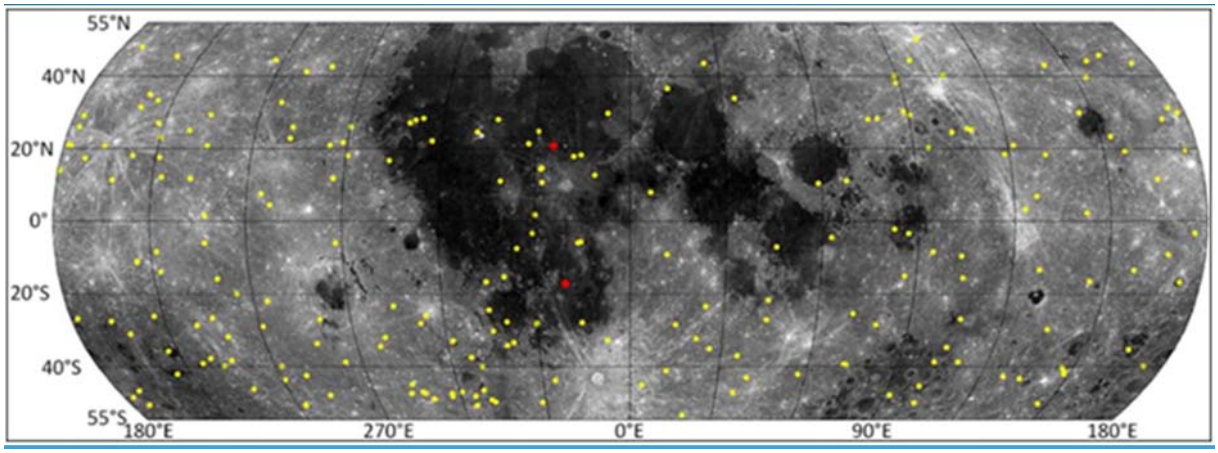


Рис. 8. Распределение новых кратеров на лунной поверхности, обнаруженных по съемкам спутника «ЛРО» (фото НАСА).

О чем мы пока еще не знаем

В середине октября 2017 года автоматизированный телескоп Pan-STARRS1, работающий на Гавайях, обнаружил первое «межзвездное» небесное тело, проникшее в Солнечную систему. Этот объект был условно назван «кометой», получил временное имя C/2017 U1, и за ним начали следить десятки наземных и орбитальных телескопов. До того как пришелец покинул околоземное пространство, ученые успели получить множество снимков и данных о его физических свойствах, которые указывали на то, что объект является в большей степени астероидом, нежели кометой. Он был переименован в 1I/2017 U1, а впоследствии получил имя «Оумуамуа», что означает «разведчик» на языке коренных обитателей Гавайских островов. По косвенным признакам была реконструирована форма и оценены размеры необычного небесного тела: длина 300 – 400 м, поперечник 40 – 50 м. Сигарообразная форма «Оумуамуа» и указания на присутствие значительного количества органики на его поверхности вызвали много споров о том, чем же на самом деле он является – ядром «потухшей» кометы, настоящим астероидом или чем-то еще. Попутно были высказаны предположения, что «Оумуамуа» прибыл из планетной системы Веги, самой яркой звезды в созвездии Лиры, преодолев расстояние в 300 тыс. световых лет (рис. 9).

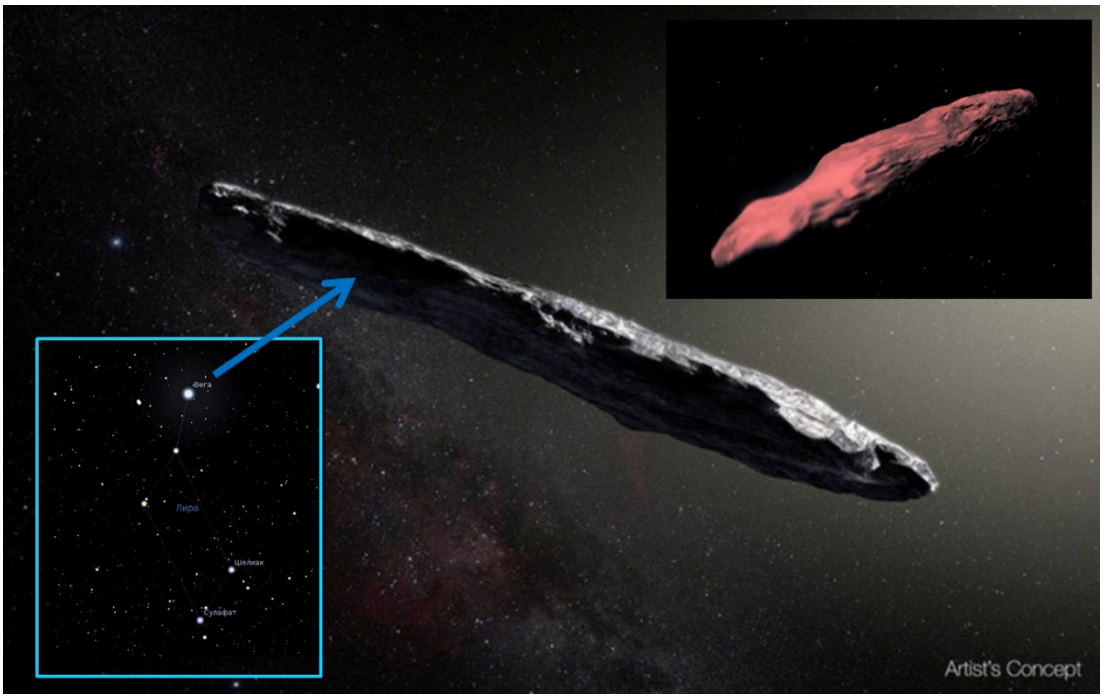


Рис. 9. Предположительно объект «Оумуамуа» имеет такую необычную форму.

Пока «Оумуамуа» на аномально высокой скорости покидал пределы Солнечной системы, дотошные исследователи лунной поверхности нашли на Луне нечто похожее на загадочного пришельца. На одном из снимков, полученных во время экспедиции «Аполлон-15», было обнаружено тело, весьма похожее по форме на «Оумуамуа» (Рис. 10).

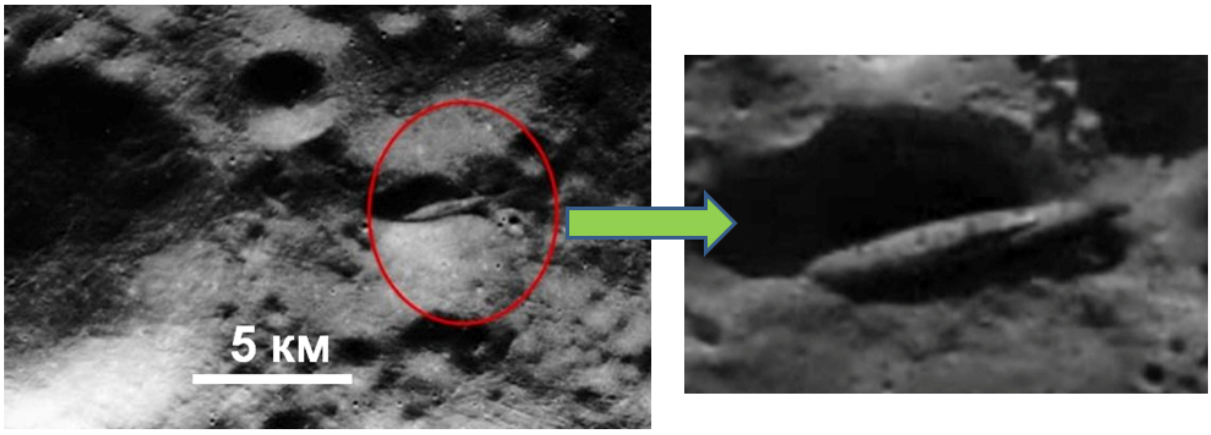


Рис. 10. Загадочный двойник «Оумуамуа» на лунной поверхности (фото НАСА).

Что это за объект, какова его природа и какую еще одну музейную редкость Луны он представляет, мы пока не знаем.

Литература

1. Barboni M. et al. Early formation of the Moon 4.51 billion years ago // Science Advances. Vol. 3. No 1. E1602365. 2017.
2. Srinivasan P., Dunlap D.R., Agee C.B. et al. Silica-rich volcanism in the early Solar System dated at 4.565 Ga // Nature Communications. V. 9. No. 3036. 2018.
3. https://moon.nasa.gov/resources/14/genesis-rock/
4. Joy K.H., Zolensky M.E., Nagashima K. et al. Direct detection of projectile relics from the end of the Lunar Basin – Forming Epoch // Science. V. 336. P. 1426–1429. 2012.
5. Pinet P.C., Shevchenko V.V., Chevrel S.D. et al. Local and regional regolith characteristics at Reiner Gamma Formation: Optical and spectroscopic properties from Clementine and Earth-based data // J. of Geophys. Research. V. 105. No. 4. P. 9457–9475. 2000.
6. Шевченко В.В., Чикмачев В.И., Пугачева С.Г. Структура лунного бассейна Южный полюс – Эйткен // Астрон. Вестник. Т. 41. № 6. С. 1–16. 2007.

УДК 524.3 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.010

ЭВОЛЮЦИЯ АТМОСФЕР ЭКЗОПЛАНЕТ

Шематович В.И.
ИНАСАН, г. Москва, Россия
shematov@inasan.ru

EVOLUTION OF THE EXOPLANETARY ATMOSPHERES

Shematovich V.I.
INASAN, Moscow, Russia

Currently, active studies on the formation, stability and evolution of exoplanet atmospheres are being conducted through observations by ground-based and space telescopes, as well as mathematical modeling. Shortly after the observation of the extended hydrogen cloud around the exoplanet - transit hot jupiter HD209458b, a number of models were developed to study the thermal atmospheric escape in hydrodynamic mode from close-in exoplanets. These studies have improved our understanding of the atmospheric escape process. It can be expected that future observations of exoplanets will present stronger constrains and lead to improved models of atmospheric dissipation, the use of which will lead to a better understanding of the evolution of the terrestrial planets in the Solar and exosolar planetary systems.

Исследования эволюции атмосфер планет в Солнечной системе и планетных системах у других звезд получили чрезвычайно широкое развитие в последние десятилетия. Этот прогресс достигнут благодаря уникальным данным измерений с борта космических аппаратов при полетах к различным телам Солнечной системы, наблюдений внешних тел Солнечной системы и экзопланет при помощи космических и наземных телескопов и развитию методов математического моделирования. Эти результаты поставили на новую основу физику верхней атмосферы – аэрономию, непосредственно связанную с планетной космогонией. Они привели, в частности, к выводу о том, что диссипация планетной атмосферы (или атмосферное убегание) играет важную роль в эволюции планет, в первую очередь, планет земного типа в Солнечной системе, хотя, многие детали этого явления остаются до конца не понятыми и продолжают активно обсуждаться [1,2].

К сожалению, пока нет надежных результатов исследований роли атмосферной диссипации в эволюции экзопланет. Вскоре после наблюдения протяженного водородного облака вокруг экзопланеты-гиганта – транзитного горячего юпитера HD209458b [3] несколько исследовательских групп независимо разработали аэрономические модели [4–6] для исследования убегания в гидродинамическом режиме из атмосфер горячих юпитеров. Несмотря на различия в деталях моделей, все они удовлетворительно соответствуют наблюдениям газовой водородной оболочки такой планеты, но не позволяют изучить историю экзопланеты, находящейся на орбите, близкой к родительской звезде (close-in exoplanets) и на больших временных интервалах. Про-

блема связана, в основном, с большими неопределенностями в факторах, используемых в моделях, таких как поток звездной энергии в диапазоне жесткого ультрафиолетового излучения (XUV), эффективность нагрева (преобразования поглощенной энергии фотонов в тепло), геометрические факторы (области поглощения звездных фотонов атмосферными газами), вклад тяжелых элементов и т. д. Наблюдения космического телескопа Kepler открыли некоторые тенденции в распределении экзопланет по массе и радиусу [7] и, соответственно, вызвали разработку новых и более современных моделей гидродинамического убегания, индуцированного фотоиспарением [8–10], которые позволяют объяснить данные космического телескопа Kepler [7]. Эти исследования способствовали улучшению нашего понимания процесса убегания атмосферы [1,2,11]. Можно ожидать, что будущие наблюдения экзопланет представят более сильные ограничения и приведут к улучшению моделей диссипации атмосферы, применение которых приведет к лучшему пониманию эволюции планет земного типа в Солнечной и внесолнечных планетных системах.

Большой интерес представляют модельные расчеты убегания водорода из обнаруженного протяженного водородного облака вокруг горячих юпитеров, происходящего в гидродинамическом режиме, поскольку атмосферы многих из них выходят за пределы полости Роша. На основе одномерной самосогласованной модели атмосферы горячего юпитера [6], включающей в себя модуль Монте-Карло, модуль химической кинетики и газодинамический модуль, были рассчитаны скорости нагрева атмосферы в процессах фотохимии и профили макроскопических параметров атмосферы при переходе от гидростатического к гидродинамическому режимам течения, с чем связаны процессы теплового и нетеплового убегания. Было выполнено моделирование атмосферы горячего юпитера HD 209458b с учетом потенциала Роша и установлено влияние реакций с участием надтепловых фотоэлектронов на динамику, изменение химического состава и темп оттока его водородно-гелиевой оболочки. Результаты оказались в хорошем согласии с оценками, следующими из наблюдений на космическом телескопе Хаббла, и с другими газодинамическими моделями. Полученные значения параметров атмосферы можно использовать в качестве граничных условий для трехмерных газодинамических расчетов, моделирующих взаимодействие планеты со звездным ветром [11]. Получены оценки [12] эффективности преобразования в тепло энергии звездного излучения в диапазонах мягкого рентгена и крайнего ультрафиолета (XUV), играющего особенно важную роль в процессах ионизации, фотохимии и тепловой диссипации верхних атмосфер планет, подверженных высоким потокам радиационного воздействия жесткой радиации. Установлено, что рассчитанные эффективности нагрева, полученные для солнечного спектра, могут также применяться и для звезд моложе Солнца после масштабирования потока фотонов в диапазонах мягкого рентгена и

крайнего ультрафиолета в соответствии с данными наблюдений спектров звезд. Это позволяет провести оценки темпа оттока атмосферы для планет у молодых звезд, чей спектр отличается от спектра Солнца [10].

В отличие от предшествующих аэрономических моделей, детальное исследование процессов фотоионизации H и диссоциации H_2 (фотодиссоциация, диссоциация электронным ударом, диссоциативная ионизация и др.) показало, что именно эти процессы являются основными источниками тепловых и надтепловых атомов водорода $H_2 \rightarrow H \rightarrow H^+$ в водород-доминантной атмосферы экзопланеты, прежде всего, горячих юпитеров. Установлено, что эффективность переноса энергии сильно зависит от энергии упругих столкновений при малых углах рассеяния и что особенности упругого рассеяния надтепловых атомов водорода на тепловых компонентах H_2, He и H в существенной степени определяют параметры фракции надтеплового водорода в верхней атмосфере экзопланеты. В частности, распределение атомов водорода в переходной $H_2 \rightarrow H$ области верхней атмосферы экзопланеты в работе [12] было определено из решения кинетического уравнения Больцмана с фотохимическим источником надтепловых атомов водорода с избытком кинетической энергии, образующихся в процессах диссоциации H_2. В численной модели Монте-Карло учтено, что поглощение жесткого УФ-излучения звезды сопровождается возбуждением, диссоциацией и ионизацией атмосферных компонент, а также образованием потока фотоэлектронов с энергиями, достаточными для последующего возбуждения и ионизации атомарного и молекулярного водорода. Это позволило впервые оценить скорость образования, энергетический спектр и нетепловой поток убегания надтепловых атомов водорода из верхней атмосферы экзопланеты HD209458b и показать, что источник надтепловых атомов водорода за счет процессов диссоциации H_2 необходимо включить в современные аэрономические модели физических и химических процессов в верхних атмосферах экзопланет.

В заключение отметим, что создаваемые модели позволяют наложить важные ограничения на многообразие процессов, ответственных за эволюцию планетных атмосфер [11,12] и одновременно создают необходимые предпосылки для целенаправленных программ наблюдений экзопланет наземными и космическими телескопами. Изучение внесолнечных планет вносит громадный вклад в понимание процессов диссипации планетных атмосфер и, в первую очередь, планет земного типа в ранней Солнечной системе, что дает подход к реконструкции истории их формирования. Можно ожидать, что расширение области исследований далеко за пределы Солнечной системы и дальнейшее совершенствование разрабатываемых математических моделей на основе экзопланетной аэрономии будет способствовать лучшему пониманию эволюционных процессов и ключевых проблем сравнительной планетологии.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 18-02-00721).

Литература

1. Шематович В.И., Маров М.Я. Диссипация планетных атмосфер: физические процессы и численные модели// УФН. Т. 188. №3. С. 233–265. 2018.
2. Massol H., Hamano K., Tian F. Formation and Evolution of Protoatmospheres // Space Sci. Rev. V. 205. P. 153–211. 2016.
3. Vidal-Madjar A., Lecavelier des Etangs A., Desert J.-M. et al. An extended upper atmosphere around the extrasolar planet HD209458b // Nature. V. 422. P. 143–146. 2003.
4. Yelle R.V. Aeronomy of extra-solar giant planets at small orbital distances // Icarus. V. 170. P.167–179. 2004.
5. Shaikhislamov I.F., Khodachenko M.L., Sasunov Y.L. et al. Atmosphere expansion and mass loss of close-orbit giant exoplanets heated by stellar XUV. I. Modeling of hydrodynamic escape of upper atmospheric material / /Astropys. J. V. 795. P. 132. 2014.
6. Ионов Д.Э., Шематович В.И., Павлюченков Я.Н. Влияние фотоэлектронов на структуру и динамику верхней атмосферы горячего юпитера // Астрон. Журн. Т. 94. №5. С. 381–386. 2017.
7. Fulton B.J., Petigura E.A., Howard A.W. et al. The California–Kepler Survey. III. A Gap in the Radius Distribution of Small Planets // Astron. J. V. 154. P. 109. 2017.
8. Luger R., Barnes R., Lopez E. et al. Habitable evaporated cores: Transforming mini-neptunes into super-earths in the habitable zones of M dwarfs // Astrobiology. V. 15. P. 57–88. 2015.
9. Owen J.E., Wu Y. The evaporation valley in the Kepler planets // Astrophys. J. V. 847. P. 29. 2017.
10. Ionov D.E., Pavlyuchenkov Y.N., Shematovich V.I. Survival of a planet in short-period Neptunian desert under effect of photo-evaporation// Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 476. No. P. 5639–5644. 2018.
11. Shematovich V.I., Bisikalo D.V., Ionov D.E. Suprathermal particles in XUV-heated and extended exoplanetary upper atmospheres // In: Characterizing stellar and exoplanetary environments (Eds. Lammer H. and Khodachenko M.) / Springer. Astrophys. and Space Sci. Library. V. 411, P. 105–135. 2015.
12. Bisikalo D.V., Kaygorodov P.V., Ionov D.E., Shematovich V.I. Types of hot jupiter atmospheres // In: Characterizing stellar and exoplanetary environments (Eds. Lammer H. and Khodachenko M.) / Springer. Astrophys. and Space Sci. Library. V. 411. P. 81–104. 2015.

УДК 524.5 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.011

УСЛОВИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ ПЫЛЕВЫХ ОБОЛОЧЕК ПРОТОЗВЕЗД И ИХ ФРАГМЕНТАЦИЯ

Абдульмянов Т.Р.
Казанский Государственный Энергетический Университет, г. Казань, Россия
abdulmyanov.tagir@yandex.ru

GAS-DYNAMIC EQUILIBRIUM CONDITION OF DUST ENVELOPS OF PROTOSTARS AND THEIR FRAGMENTATION

Abdulmyanov T.R.
Kazan State Power Engineering University, Kazan, Russia

We consider two independently investigated processes: star formation and formation of planetary systems. Using the model of wave perturbations of the gas-dust shell of protostars, the existence and effect of the wave mechanism of fragmentation of the shell material and the simultaneous formation, in the equatorial plane of rotation of the protostellar cloud, of protoplanetary rings are substantiated. The density profiles for the shells of solar-mass protostars are obtained. A technique for calculating the intensity of infrared reradiation of the dust envelopes of protostars is developed.

По современным представлениям о процессе звездообразования [1] основной действующей силой этого процесса является гравитация. Если гравитационному притяжению газопылевого облака противодействует только тепловое давление, то при массах облака, превышающих массу Джинса M_J, начинается процесс гравитационного сжатия газопылевого облака. В процессе неравномерного сжатия, в центре облака формируется непрозрачное плотное тело – протозвезда.

Динамика сжатия протозвездного облака впервые была исследована в 1963 году японскими астрофизиками Хаяши и Накано [2]. Выполненные ими расчеты показали, что через несколько лет с начала адиабатического сжатия облака в центральной части звезды (протозвезды) формируется гидростатически равновесное ядро. Внешние слои облака при этом продолжают свободно падать к центру.

Сравнение данных о радиусе протозвезд и газопылевого облака вокруг протозвезд, которые приводятся в статье [1] и в работах Хаяши и Накано, показывает, что начальный радиус протозвезд составляет несколько десятков а.е. (около 50 а.е.). Конечный радиус – это радиус звезды. Например, радиус Солнца – 0.0047 а.е. Если радиус протозвезды определяется для момента наступления гидростатического равновесия, то возникает следующий вопрос. Можно ли оценить радиус протозвезды на промежуточных этапах? Например, между начальным этапом адиабатического сжатия и в момент окончания адиабатического сжатия, то есть на интервале от 4.7 а.е. до 28.2 а.е., между начальным моментом стадии Хаяши до ее окончания, то есть на

интервале от 0.0047 а.е. до 4.7 а.е. Для того чтобы найти ответ на этот вопрос и на некоторые другие вопросы, рассмотрим следующую модель волновых возмущений плотности газопылевой оболочки протозвезды.

Условие газодинамического равновесия оболочки протозвезды. Выберем прямоугольную систему координат (x, y, z) с началом в центре протозвездного облака так, чтобы ось z совпадала с осью вращения облака. Пылевая оболочка протозвезды будет находиться в состоянии газодинамического равновесия, если скорость V движения ее частиц, плотность ρ, давление P и потенциальная функция Φ будут решением известных уравнений гидродинамики [3, 4]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{V} \cdot grad\ \rho = -\rho\, div\, \vec{V}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V}\nabla)\cdot\vec{V} = -\frac{1}{\rho}\nabla P - \nabla\Phi - 2(\Omega \times \vec{V}) + \Omega^2 (x e_x + y e_y),\ \ \nabla^2\Phi = 4\pi G\rho$$

и при этом будут выполнены следующие условия:

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0\,.$$

Равновесие будет статическим, если $V = 0$. Обозначим через ρ_0, P_0, Φ_0, V_0 равновесное решение системы (1)–(3), а через ρ_1, P_1, Φ_1, V_1 – малые возмущения этого решения. Подставляя $\rho = \rho_0 + \rho_1$, $P = P_0 + P_1$, $\Phi = \Phi_0 + \Phi_1$, $V = V_0 + V_1$ в уравнения (1) и учитывая, что ρ_0, P_0, Φ_0, V_0 – решение системы (1), с точностью до величин второго порядка, получим следующее уравнения равновесия оболочки:

$$\frac{c^2}{\rho_0^2}\left(\frac{d\rho_0}{dr}\right)^2 - \frac{1}{\rho_0}\frac{d^2\rho_0}{dr^2} + 2\frac{GM}{r^3} = 4\pi G\rho_0, \tag{2}$$

где $P_0 \approx c^2\ \rho_0$, $\Omega = [GM/r^3]^{1/2}$, c – скорость звука. Решение уравнения будем искать численными методами.

Волновые возмущения оболочки. Из уравнений (1) выводится также следующее уравнение для возмущений плотности пылевой оболочки:

$$\frac{\partial^2\rho_1}{\partial t^2} = c^2\nabla^2\rho_1 + 4\pi G\rho_0\rho_1 + 2\rho_0 div(\vec{\Omega}\times\vec{V}_1). \tag{3}$$

Начальные и граничные условия краевой задачи для волнового уравнения (3) определяются следующим образом:

$$\rho_1(r, z_0, 0) = \frac{\rho(z_0)}{n+1}\sum_{k=0}^{n} J_0(\lambda_k r / R_0),\ \frac{\partial\rho_1}{\partial t}(r, z_0, 0) = 0, |\ \rho_1(0, z, t)\ | < \infty,\ \rho_1(R_0\, z, t) = 0.$$

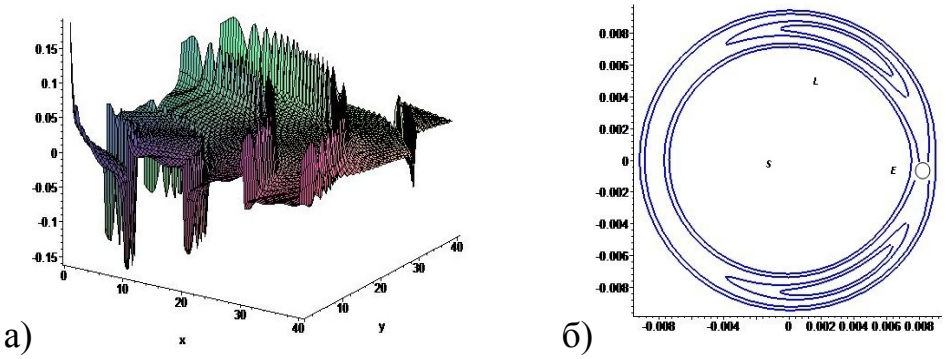
Тогда коэффициенты a_k будут равны $a_k = a = \rho(z_0)\cdot\exp(\gamma z_0)/[\rho(z_1)\cdot(n+1)]$, $b_k = 0$. Решение уравнения (3), учитывающее вращение протозвездного облака, будет иметь следующий вид:

$$\rho_1(r,z,t)+\rho_d(r,t)=\rho(z_1)\exp(-\gamma z)a/(n+1)\cdot$$

$$\cdot\sum_{k=0}^{n}\cdot\cos(tc\sqrt{(\lambda_k/R_0)^2-4\pi G\rho_0/c^2-\gamma^2})\cdot J_0(\lambda_k r/R_0)+\sum_{k=0}^{n}d_k(t)J_0(\lambda_k r/R_0),$$

$$d_k(t)=c_k\cos(\beta^{1/2}t)+2\rho_0 g_k/\beta,\beta=(c\lambda_k/R_0)^2-4\pi G\rho_0, \qquad (4)$$

где $c_k = -\rho(z_0)/[(n+1)(1+2\rho_0 g_k/\beta)]$. На рис. 1а изображен 3D-профиль плотности, построенный при помощи решения (4). Такие вариации плотности способны ускорить локальную конденсацию газопылевых частиц и их оседание в определенные области (протопланетные кольца) экваториальной плоскости вращения протозвезды. В результате может быть задействован [5] механизм орбитального резонанса 1/1, способствующий формированию единственного зародыша планеты в кольце (Рис. 1б).



а) б)

Рис. 1. (а) 3-*D* профили плотности $\rho_1(r, R_0, t) + \rho_d(r, t)$ для параметра $R_0 = 5$ а.е. и полярных расстояний $0.18 \le r \le 40$ (а.е.) для $t = 0$ (рад.). (б) Либрационные орбиты малых небесных тел вблизи орбитального резонанса 1/1 для резонансных параметров $\alpha^2 = 0.6$; 0.8;1.7; 2.2 и наклонов орбит $i = 25°$, $r^* = r - 0.817$ (проекции на экваториальную плоскость).

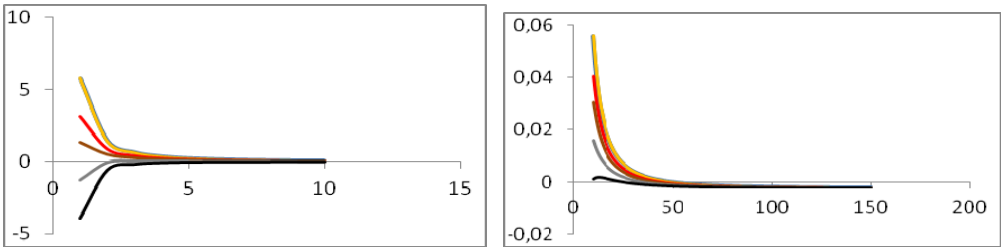


Рис. 2. Вариации $f(R_0)$ вблизи равновесия пылевой оболочки (сверху вниз): Ms, 3000Ms, 5000Ms, 8000Ms, 11000Ms; ($k = 0$, R_0 в а. е.).

Согласно решению (4) уравнения (3), равновесие пылевой оболочки протозвезд будет устойчивым тогда, когда выражение под корнем квадратным в этих решениях будет больше нуля:

$$f(R_0)=\lambda_k^2/R_0^2-4\pi G\rho_0/c^2-\gamma^2\ge 0,$$

где ρ_0 – средняя плотность протозвезды, $\gamma = [1/(z_1 - z_0)]\cdot\ln\{\rho(z_0)/\rho(z_1)\}$, z_0, z_1 – начальный и конечный радиус протозвезды, λ_k – нули функции Бесселя $J_0(r)$, G – гравитационная постоянная, c – скорость звука (Рис. 2).

Уравнение интенсивности инфракрасного излучения пылевых оболочек протозвезд. Интегральный поток излучения в пылевой оболочке можно определить из уравнения неразрывности:

$$divE = \frac{\partial E_r}{\partial r} + \frac{1}{r}E_r + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0\,. \qquad (5)$$

Зависимость интегрального потока E, в случае серого поглощения и изотропного переизлучения, от интегральной средней интенсивности излучения J, определяется из уравнений диффузии [6]:

$$E_r = -\frac{4\pi}{3\rho}\frac{\partial J}{\partial r},\ E_z = -\frac{4\pi}{3\rho}\frac{\partial J}{\partial z}.$$

Подставляя в уравнение (5), получим уравнение для определения интегральной средней интенсивности излучения J:

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{\rho}\right)\frac{\partial J}{\partial r} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial^2 J}{\partial r^2} + \frac{1}{r\rho}\frac{\partial J}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{\rho}\right)\frac{\partial J}{\partial z} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial^2 J}{\partial z^2} = 0\,, \qquad (6)$$

где $\rho(r, z, t) = \rho_0 (R_0) + \rho_1(r, z, t)$ – плотность оболочки, которая определяется при помощи решения уравнений (2) и (3).

Выводы. Согласно результатам вычислений (Рис. 2), пылевые оболочки протозвезд подвержены большой газодинамической эволюции и их модели могут сильно отличаться от моделей звездных атмосфер. Зона сжатия протозвезд от 50 а.е. до 5 а.е. является критической и плохо обусловленной для численного интегрирования уравнений газовой динамики. Модель локального газодинамического равновесия, которая рассматривается в данной работе, может быть использована для построения теоретических кривых блеска и обработки данных наблюдений переменных звезд Хербига.

Литература

1. Бочкарев Н.Г. Рождение звезд. // Сборник статей совещания «Активность звезд и Солнца на разных стадиях их эволюции». С. 11–26. 2010.
2. Hayashi, C., Nakano T. Evolution of stars of small masses in the pre-main-sequence stage // Progress of Theoretical Physics. V. 30 (4). P. 460– 474. 1963.
3. Armitage, P.J. Lecture notes on the formation and early evolution of planetary systems. // In: Astrophysics of Planet Formation. Cambridge University Press. 2010.
4. Рольфс К. Лекции по теории волн плотности. // М.: Мир. 1980.
5. Abdulmyanov, T.R. On the mechanism of the formation and mass growth of Solar system bodies at the early stage of evolution // Moscow University Physics Bulletin. V. 69 (6). P. 558–564. 2014.
6. Сафронов В.С. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. // М.: Наука. 1969.

УДК 524.7 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.012

ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ РАДИОДЖЕТОВ НА ОЦЕНКИ ИХ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

Артюх В.С.
ПРАО АКЦ ФИАН, г.Пущино, Россия
art@prao.ru

INFLUENCE OF MOTION OF RELATIVISTIC RADIO JETS ON ESTIMATIONS OF THEIR PHYSICAL PARAMETERS

Artyukh V.S.
PRAO ASC LPI, Pushcino, Russia

The effect of aberration on the visible form of relativistic radio jets in active galactic nuclei (AGN) and on the evaluation of their physical parameters is considered. A method is proposed for estimating the Doppler factors of radio sources whose velocities are close to the speed of light.

В работах [1, 2] были разработаны методики оценки физических параметров компактных радиоисточников в АЯГ без требования равенства энергий магнитного поля и релятивистских частиц в источнике. В [1] для получения информации используется максимум спектра радиоисточника, а в [2] – низкочастотная и высокочастотная асимптотики радиоспектра. Как показано в [2, 3], измеряя плотность потока $S_{НЧ}$ и угловой размер $\Omega_{НЧ}$ радиоисточника на низкой частоте $\nu_{НЧ}$ в области низкочастотного завала спектра источника (в области непрозрачности), мы получаем оценку индукции магнитного поля перпендикулярную лучу зрения:

$$B_{\perp} = f(\gamma)\frac{\nu_{НЧ}^{5}\Omega_{НЧ}^{2}}{S_{НЧ}^{2}}\delta\,. \qquad (1)$$

Затем, проводя аналогичные измерения на высокой частоте $\nu_{ВЧ}$ в области частот, где радиоисточник является прозрачным и, используя полученную оценку $B_{\perp}$, получаем оценку параметра N_0:

$$N_0 = \varphi(\gamma)\frac{S_{ВЧ}}{\Omega_{ВЧ}\Omega_{НЧ}^{\frac{1}{2}}B_{\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}}\nu_{ВЧ}^{\frac{1-\gamma}{2}}D_{\Phi}}\frac{(1+z)^2}{\delta^{\frac{7+\gamma}{2}}}\,. \qquad (2)$$

Здесь z – красное смещение родительской галактики, δ – допплер-фактор радиоисточника, $f(\gamma)$, $\varphi(\gamma)$ – функции γ, приведенные в [4]. Толщина излучающего слоя принята равной $L = \frac{D_{\phi}}{(1+z)^2}\Omega_{НЧ}^{\frac{1}{2}}$, где D_{Φ} – фотометрическое расстояние до источника. Формулы (1) и (2) получены для однородного источника синхротронного излучения со степенным энергетическим спектром ре-

лятивистских электронов $N(E)=N_0E^{-\gamma}$. Для неоднородного источника эти формулы дают величины $B_\perp$ и N_0, усредненные по объему радиоисточника [5]. Методика учета неоднородности радиоисточников разработана в [6]. Ниже рассмотрим влияние движения источника на оценки его физических параметров.

Влияние аберрации. Согласно [7], угловой размер источника излучения, определяемый как $\theta = \frac{L_{попер}}{D}$ ($\theta = \sqrt{\Omega}$), является инвариантом, поскольку при движении тела меняется только его продольный размер (лоренцево сокращение). Следовательно, $\Omega = \Omega'$. Здесь параметры со штрихом относятся к системе, где радиоисточник покоится, а без штриха – к системе отсчета, где находится наблюдатель. Такое положение принято в ряде работ [2,8–10], но оно является некорректным. Дело в том, что отношение поперечного размера источника к расстоянию до него действительно является инвариантом, но в [7] не рассматривается процедура измерения углов, при которой возникает явление аберрации. В работе [11] показано, что из-за аберрации видимые угловые размеры источника зависят от движения ($\Omega = \Omega'\delta^{-2}$). Поэтому методики оценки физических параметров [1] и [2], в которых используются угловые размеры источников, нуждаются в коррекции. Формулы (1) и (2) получены с учетом аберрации.

Учет движения источника также необходим при интерпретации РСДБ карт радиоисточников в АЯГ. Если бы угловые размеры радиоисточников являлись инвариантами, то изображения джета и контрджета (два одинаковых радиовыброса, вытянутых почти вдоль луча зрения) мы видели бы как два компактных радиоисточника одинаковых размеров, но разной яркости из-за допплеровского уярчения. А из-за аберрации такой объект мы должны наблюдать как яркий компактный радиоисточник (джет) и слабую протяженную радиокомпоненту (контрджет). В настоящее время такие изображения радиоисточников интерпретируют как активное ядро и молодое, зарождающееся радиооблако или активное ядро, в эпоху соответствующую z, и остатки предыдущей активности ядра в ходе космологической эволюции галактики.

Методика оценки допплер-фактора релятивистского радиоисточника. Для учета влияния движения радиоисточников на оценки их физических параметров и правильной интерпретации изображений радиоисточников необходимо знать допплер-факторы этих источников. Существует два метода оценки допплер-факторов радиоисточников. Первый метод [12] основан на сравнении наблюдаемой интенсивности рентгеновского излучения источника с интенсивностью, вычисленной на основе радиоастрономических наблюдений этого источника. При этом предполагается, что рентгеновское излучение источника полностью обусловлено обратным комптоновским рассеяни-

ем релятивистских электронов на радиофотонах, созданных этими же электронами при синхротронном излучении. Этот метод дает только нижнюю оценку δ. Второй метод [13] основан на предположении, что в радиоисточниках существует равнораспределение энергий магнитного поля и частиц и поэтому все радиоисточники (в состоянии покоя) имеют одинаковую яркостную температуру, и отклонение видимой яркостной температуры от этой величины обусловлено только движением радиоисточника. Сильные и слабые стороны этих методов рассмотрены в [14].

Нами предложена новая методика оценки δ [14]. Используя определение релятивистского электрона, связанное с его энергией покоя, можно определить плотность энергии релятивистских электронов независимо от магнитного поля: $E'_e = \frac{(1.6\cdot 10^{-6})^{2-\gamma}}{\gamma - 2} N_0$. Такой подход принципиально отличается от общепринятого подхода в радиоастрономии, где, согласно [15], плотность энергии релятивистских частиц зависит от магнитного поля: $E'_e = AH^{-\frac{3}{2}}$. Можно показать, что при таком подходе, имея оценки видимых значений плотности энергии поля и частиц (E_H и E_e), мы можем получить оценку допплер-фактора источника

$$\delta = \left(\frac{E_e}{(1+z)E_H} \right)^{\frac{1}{\gamma+6}}. \qquad (3)$$

Здесь величины E_H и E_e получены с учетом влияния неоднородности радиоисточника на оценки этих параметров по методике [6].

В данной методике не требуется, чтобы все радиоисточники имели одну и ту же яркостную температуру, как это требуется в [13]. У каждого радиоисточника может быть свое энерговыделение. Кроме того, данная методика дает вполне хорошие оценки δ, даже для тех радиоисточников, в которых имеется небольшое (до двух порядков величины) отклонение от равнораспределения энергий. Это связано с тем обстоятельством, что типичное значение $\gamma \approx 3$. Поэтому отношение плотностей энергий в (3) находится в степени ~ 1/9, и отклонение отношения энергий от истинного значения не сильно влияет на оценку δ.

Литература

1. Marscher A.P. Accurate formula for the self-compton X-ray flux density from a uniform, spherical, compact radio source // Astrophys. J. V. 264. P. 296–297. 1983.
2. Артюх В.С. Исследование радиоизлучения галактик в метровом диапазоне волн методом межпланетных мерцаний // Труды Физ. ин-та им. П.Н. Лебедева. Т. 189. 223–243. 1988.
3. Артюх В.С. Трудности в оценках физических параметров компактных радиоисточников в АЯГ // Астрофизика. Т. 59. С. 583–594. 2016.
4. Пахольчик А. // Радиоастрофизика. М.: Мир. 1973.

5. Артюх В.С., Черников П.А. Синхротронные спектры неоднородных радиоисточников // Астрон. журн. Т. 78. С. 1–10. 2001.
6. Артюх В.С., Недора В.С. Учёт влияния неоднородности радиоисточников на оценки их физических парметров // Астрофизика. Т. 60**. С.** 337–349. 2017.
7. Terrell J. Invisibility of the Lorentz contraction // Phys. Rev. V. 116. P. 1041–1045. 1960.
8. Lind K.R., R.D. Blandford R.D. Semidynamical models of radio jets: relativistic beaming and source count // Astrophys. J. V. 295. P. 358–367. 1985.
9. Marscher A.P. Jets in Active Galactic Nuclei // arXiv0909.2576M. P. 1–25. 2009.
10. Browne I.W.A., Perley R.A. Extended radio emission round core-dominated quasars – constraints on relativistic beaming models // Monthly Not. Roy. Astron. Soc. V. 222. P. 149–166. 1986.
11. Артюх В.С. Влияние аберрации на оценки параметров релятивистских радиоджетов // Астрон. журн. Т. 95. С. 466–470. 2018.
12. Ghisellini G., Padovani P., Celotti A., Maraschi L. Relativistic bulk motion in active galactic nuclei // Astrophys. J. V. 407. P. 65–82. 1993.
13. Readhead A.C.S. Equipartition brightness temperature and the inverse Compton catastrophe // Astrophys. J. V. 426. P. 51–59. 1994.
14. Артюх В.С. // Астрон. журн. (в печати).
15. Burbidge G.R., Burbidge E.M. The sources of radio emission in NGC 5128 and NGC 1316 // Astrophys. J. V. 125. P. 1–8. 1957.

УДК 524.4, 524.5, 524.7 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.013

СХОДСТВО СВОЙСТВ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ, УЛЬТРАКОМПАКТНЫХ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК И ОКОЛОГАЛАКТИЧЕСКИХ ГАЗОВЫХ ОБЛАКОВ

Ачарова[1] И.А., Шарина[2] М.Е.
[1]Южный федеральный университет, г. Ростов-на-Дону, Россия
[2]Специальная Астрофизическая обсерватория РАН, Н. Архыз, КЧР, Россия
iaacharova@sfedu.ru

ON THE RELATIONSHIP BETWEEN METALLICITY DISTRIBUTIONS OF GLOBULAR CLUSTERS, ULTRACOMPACT DWARF GALAXIES AND OF CIRCUMGALACTIC GAS

Acharova[1] I.A., Sharina[2] M.E.
Faculty of Physics, Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russia
Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, N. Arkhyz, Russia

The abundance of alpha elements and iron in stars of globular clusters (GCs) shows the composition of the gas medium where they were formed. We discuss a possibility to consider dense clouds of circumgalactic gas (partial Lyman limit systems and Lyman limit systems) observed in the 100–130 kpc neighborhood of galaxies at redshifts of $0.1 < z < 1.1$ as being residual parts of clouds where globular clusters (GC) were formed. Conclusions have been drawn based on statistical analysis of the abundance of magnesium and iron in GCs and in circumgalactic clouds and on the spatial location of objects of both types.

Содержание элементов альфа-процесса и железа в звездах шаровых скоплений (ШС) отражает состав газовой среды, из которой они образовались. В настоящей работе обсуждается возможность рассматривать плотные облака окологалактического газа (pLLSs $16.1<\lg N_{\rm HI}<17.2$ и LLSs $17.2<\lg N_{\rm HI}<17.7$), наблюдаемые в окрестности 100–130 кпк от галактик, находящихся на красных смещениях $0.1<Z<1.1$ [1], как сохранившиеся части облаков, в которых произошло образование ШС. Выводы сделаны на основе статистического анализа содержания магния и железа в ШС и окологалактических облаках и пространственного расположения обоих типов объектов.

В ряде исследований установлено, что по содержанию железа [2–4] и магния [3–5] шаровые скопления разделяются на две четко выраженные подсистемы: высокометалличную и низкометалличную. Этот результат подтвердил более ранний результат, полученный на основании исследования металличности [6,7]. Достаточный для статистического анализа материал о содержании железа и магния в ШС позволяет существенно продвинуться в исследовании ранних этапов эволюции галактик. Эти элементы производятся в основном двумя разными типами сверхновых: магний – коллапсирующими сверхновыми (SN_{cc}), железо – сверхновыми типа 1a (SN1a) [8–10].

В 2013 г. появились результаты первых массовых исследований содержания тяжелых элементов в облаках, оказавшихся на луче зрения квазаров [11]. Эти исследования продолжены в серии работ [1,12]. Получено, что распределение содержания магния, оцененное по 55 облакам, бимодальное, то есть функция распределения имеет два четко выраженных пика с глубоким минимумом на [Mg/H]= −0.9. Бимодальное распределение металличности у галактик на красных смещениях от 1 до 0 означает, что бедный и богатый металлами газ заметно не перемешивались на этом промежутке времени. Иллюстрация бимодального распределения для ШС и окологалактических облаков показана в [14].

Таблица 1. Содержание железа в ШС.

подсистема в Галактике	низкометалличная подгруппа			высокометалличная подгруппа		
Карретта и др. (2010) [4]						
	<[Fe/H]>	σ ([Fe/H])	количество ШС	<[Fe/H]>	σ ([Fe/H])	количество ШС
19 шс, для которых измерено [Mg/H]	–1.69	0.41	14	–0.62	0.17	5
внутреннее гало	–1.67	0.37	33	–	–	2
внешнее гало	–1.74	0.32	27	–	–	1
диск/балдж	–1.50	0.33	39	–0.44	0.26	37
Диас и др. (2016) [3]						
внутреннее гало	–1.78	0.24	6	–0.64	0.24	7
внешнее гало	–1.70	0.13	7	–	–	1
диск/балдж	–1.65	0.14	6	–0.38	0.21	12
Притцл и др. (2005) [5]						
гало	–1.73	0.37	32	–0.54	0.2	3
диск/балдж	–	–	–	–0.55	0.29	6

Статистика перечисленных выше исследований (средние значения содержания железа и магния (<[Fe/H]>, <[Mg/H]>), среднеквадратичные отклонения (σ([Fe/H]), σ([Mg/H])), количество объектов в рассматриваемой группе) представлена в таблицах 1, 2. Среднее значение содержания железа и магния низкометалличных ШС, определенное по результатам всех авторов: <[Fe/H]>=−1.66±0.34, <[Mg/H]>=−1.31±0.35. Аналогично для высокометалличных ШС: <[Fe/H]>=−0.47±0.25, <[Mg/H]>=−0.24±0.18. Среднее значение

содержания магния в низкометалличной группе окологалактических облаков <[Mg/H]>=−1.49±0.28, в высокометалличной группе <[Mg/H]>=−0.38±0.30.

Сравнивая содержание магния в низкометалличной и высокометалличной подгруппах окологалактических облаков с содержанием магния в таких же подгруппах ШС, можно заключить, что они, в пределах ошибок измерения содержания в облаках 0.3 dex, совпадают. Для высокометалличной подгруппы содержание магния в облаках на 0.15 dex меньше, чем в ШС. Для низкометалличной подгруппы содержание магния в облаках на 0.21 dex меньше, чем в ШС. В работе [12] показано, что на красных смещениях $2.3<z<3.3$ распределение металличности облаков представлено только низкометалличной компонентой. Отсюда следует, что произошло обогащение тяжелыми элементами доли низкометалличного газа путем попадания в него продуктов термоядерного синтеза сверхновых звезд первого поколения ШС.

Таблица 2. Содержание магния в ШС и окологалактических облаках.

подсистема в Галактике	низкометалличная подгруппа			высокометалличная подгруппа		
Карретта и др. (2010) [4]						
	<[Mg/H]>	σ([Mg/H])	количество объектов	<[Mg/H]>	σ([Mg/H])	количество объектов
19 шс, для которых измерено [Mg/H]	–1.19	0.35	15	–0.17	0.15	4
Диас и др. (2016) [3]						
внутреннее гало	–1.37	0.25	6	–0.37	0.17	7
внешнее гало	–1.27	0.13	7	–	–	1
диск/балдж	–1.21	0.15	6	–0.19	0.14	12
Притцл и др. (2005) [5]						
гало	–1.38	0.42	33	–	–	2
диск/балдж	–	–	–	–0.24	0.23	6
Лехнер и др. (2013) [11]						
pLLSs	–1.58	0.23	24	–0.34	0.28	20
Вотта и др. (2016) [1]						
pLLSs+ LLSs	–1.49	0.28	32	–0.38	0.30	22

Из этого обогащенного газа впоследствии образовалось второе поколение ШС. Поэтому можно сделать предположение, что облака pLLSs +LLSs – остатки родительских облаков шаровых скоплений.

Сходное распределение показывают также ультракомпактные карликовые галактики, которые имеют металличности и пространственное распределение сходное с ШС, при этом их массы, светимости и отношение масса-светимость больше [13].

Как подробно показано в работе [14], изучение содержания железа и магния в ШС и окологалактических облаках приводит к нетривиальным выводам относительно доли газа, переработанного в звезды, вклада сверхновых звезд в производство этих элементов и доли газа, обогащенного металлами в результате первой вспышки звездообразования в нем.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 18-02-00167)

Литература

1. Wotta C.B., Lehner N., Howk J.C., et al. Low-metallicity absorbers account for half of the dense circumgalactic gas at z<1 // Astrophys. J. V. 831. P. 95–118. 2016.
2. Harris W. E. A catalog of parameters for globular clusters in the Milky Way // Astron. J. V. 112. P. 1487. 1996.
3. Dias B., Barbuy B., Saviane I., et al. FORS2/VLT survey of Milky Way globular clusters. II. Fe and Mg abundances of 51 Milky Way globular clusters on a homogeneous scale // Astron. and Astrophys. V. 590. P. 9–24. 2016.
4. Carretta E., Bragaglia A., Gratton R.G. Properties of stellar generations in globular clusters and relations with global parameters // Astron. and Astrophys. V. 516. P. 55–84. 2010.
5. Pritzl B.J., Venn K.A., Irwin M. A comparison of elemental abundance ratios in globular clusters, field stars, and dwarf spheroidal galaxies // Astron. J. V. 130. P. 2140–2165. 2005.
6. Marsakov V.A., Suchkov A.A. Distribution of metals among the galactic populations and the evolution of the Galaxy // Soviet Astronomy. V. 21. P. 700–705. 1997.
7. Zinn R. The globular cluster system of the galaxy. IV – The halo and disk subsystems // Astrophys. J. V. 293. P. 424. 1985.
8. Woosley S., Weaver T. The evolution and explosion of massive stars. II. Explosive hydrodynamics and nucleosynthesis // Astrophys. J. Suppl. V. 101. P. 181. 1995.
9. Tsujimoto, T., Nomoto, K., Yoshii, Y., et al. Relative frequencies of Type Ia and Type II supernovae in the chemical evolution of the Galaxy, LMC and SMC // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 277. P. 945. 1995.
10. Limongi M., Chieffi A. Evolution, explosion, and nucleosynthesis of core-collapse Supernovae // Astrophys. J. V. 592. P. 404–433. 2003.
11. Lehner N., Howk J.C., Tripp T.M., et al. The bimodal metallicity distribution of the cool circumgalactic medium at z <1 // Astrophys. J. V. 770. P. 138–170. 2013.
12. Lehner N., O'Meara J.M., Howk J.C. The cosmic evolution of the metallicity distribution of ionized Gas traced by Lyman limit system // Astrophys. J. V. 833. P. 283–322. 2016.
13. Chattopadhyay T., Sharina M., Davoust E., et al. Uncovering the formation of ultracompact dwarf galaxies by multivariate statistical analysis // Astrophys. J. V. 750. P. 91–104. 2012.
14. Acharova I.A., Sharina M.E. On the relationship between metallicity distributions of globular clusters and of circumgalactic gas // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. In press. (2018arXiv180900621A).

УДК 524.3 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.014

ИНФРАКРАСНЫЙ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ МОЛОДЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ, СВЯЗАННЫХ СО ВСПЫХИВАЮЩИМИ МАЗЕРНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ

Бисярина[1] А.П., Соболев[1] А.М., Татарников[2] А.М., Шенаврин[2] В.И., Aberfelds[3] A., Shmeld[3] I., Толмачев[4] А.М., Вольвач[5] А.Е.

[1]КАО УрФУ, Екатеринбург, Россия
[2]Гос. астрон. Ин-т им. Штернберга, МГУ им. Ломоносова, Москва, Россия
[3]Ventspils University of Applied Sciences, Ventspils, Latvia
[4]ПРАО ФИАН, Пущино, Россия
[5]КрАО, Научный, Россия
bisyarina_nastya@mail.ru

INFRARED PHOTOMETRIC MONITORING OF YOUNG STELLAR OBJECTS IN VICINITY OF FLARING MASER SOURCES

Bisyarina[1] A.P., Sobolev[1] A.M., Tatarnikov[2] A.M., Shenavrin[2] V.I., Aberfelds[3] A., Shmeld[3] I., Tolmachev[4] A. M., Volvach[5] A. E.

[1]KAO UrFU, Ekaterinburs, Russia
[2]SAI MSU, Moskov, Russia
[3]Ventspils University of Applied Sciences, Ventspils, Latvia
[4]PRAO, LPI, Pushino, Russia
[5]CrAO, Nauchny, Russia

We provide infrared photometric monitoring of young stellar objects in vicinity of variable water or/and class II methanol maser sources. The observations are conducted with the instruments of the Sternberg Astronomical Institute (Lomonosov Moscow University). As first results of monitoring, we observed the variation of G025.65+1.05 and G107.298+5.639 K-band emission during maser flares in comparison with archive data

Инфракрасное (ИК) излучение играет определяющую роль в механизмах накачки и стока ряда мазеров. Однако данные наблюдений в ИК одновременно со вспышкой мазерного источника отсутствовали до недавнего времени. В 2015–2016 годах для окрестностей S255 IR [1] и NGC 6334I [2] при вспышке мазера были впервые зафиксированы сопутствующие увеличения яркости в ИК излучении молодого звездного объекта. Позднее для объекта G107.298+5.639, связанного с периодическим метанольным мазером (период ~35 сут.), была впервые построена кривая блеска для цветов NEOWISE [3]. Было показано, что повышению потока метанольного мазера сопутствует повышение в ИК. При этом затухание ИК излучения в объекте, в отличие от мазерного, происходит постепенно.

Многолетние мониторинги мазерного излучения позволили выделить объекты, проявляющие переменность вспышечного характера. Такая переменность, вероятно, связана с явлением эпизодической аккреции вещества

на молодые звездные объекты, сопровождающимся вспышками в ИК диапазоне. Наблюдения ИК излучения таких объектов внесет существенный вклад в исследование процессов эпизодической аккреции. Но лишь часть молодых звездных объектов, связанных с мазерами, видна в ближнем ИК и может быть исследована на сравнительно доступных инструментах. Нами были выбрано 15 объектов для наблюдений в фильтре *K*, связанных с переменными водяными мазерами и/или метанольными мазерами II класса. У большинства объектов излучение в *J* и *H* существенно понижается. В направлении выбранных объектов наблюдается излучение на 8 мкм по данным Спитцер (GLIMPSE).

ИК мониторинг проводится в фильтре *K* на 2.5-м телескопе Кавказской Горной обсерватории (КГО, ГАИШ) с использованием камеры ASRTONIRCAM [4]. Фотометрическая система близка к системе MKO (Mauna Kea Observatory). Наблюдения сопровождаются мониторингом мазерных объектов. Наблюдения в линии метанола 6.7 ГГц проводятся на 16-м телескопе в Вентспилсе, Латвия. Наблюдения в линии воды на частоте 22 ГГц проводятся на телескопе РТ-22 Пущинской радиоастрономической обсерватории (ПРАО, ФИАН), а также в Крымской Астрофизической обсерватории (КрАО).

В рамках наблюдений для окрестности водяного и метанольного мазера G025.65+1.05 была показана возможная связь переменности в *K* и активности мазеров (результаты представлены в [5, 6]). Наблюдения в КГО в фильтре *K* проведены вскоре после прохождения максимума вспышки водяного [7] и метанольного [8] мазеров в сентябре 2017 года. При этом ближайший к мазеру ИК-объект, наоборот, заметно потускнел во время наших наблюдений, а также в марте 2011 года, во время повышенной активности водяного мазера (по сравнению с архивными данными, полученными во время спокойного состояния мазера). Таким образом, в усилении мазерного излучения объекта G025.65+1.05 важную роль может играть эффективный механизм стока при пониженном ИК излучении.

В качестве еще одного результата наблюдений получен ряд изображений источника G107.298+5.639 в фильтре *K* вблизи нового максимума метанольного мазера. Максимум излучения в метаноле наблюдался в Венстпилсе 7 сентября. Время наблюдений также близко к минимуму излучения мазера в линии воды 22 ГГц по данным наблюдений в ПРАО и КрАО. При этом сигнал от источника на архивных снимках 2MASS в фильтре *K* сливается с фоном. Таким образом, активность метанольного мазера сопровождается существенным увеличением яркости объекта в фильтре *K*.

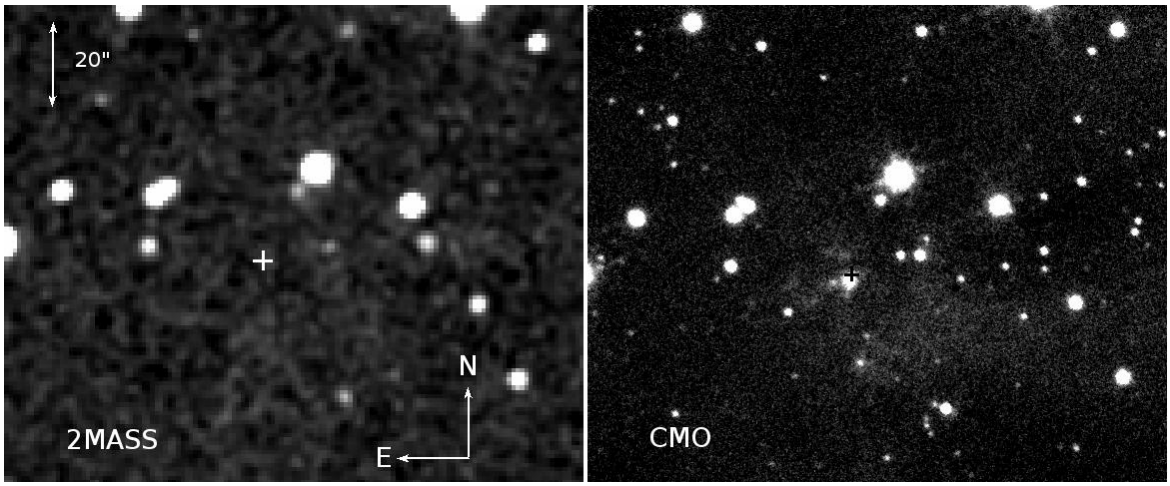


Рис. 1. Окрестность объекта G107.298+5.639. Левая панель – данные архива 2MASS (источник фактически не виден); правая – данные КГО от 08.09.2018 (вблизи максимума метанольного мазера). Крест указывает положение метанольного мазера.

Для двух звезд Ae/Be Хербига, в окрестности которых также наблюдаются мазерное излучение – V645 Cyg и LkHα 234, проводятся наблюдения на фотометре, установленном на 1.25-м телескопе Крымской Астрономической станции (КАС, ГАИШ) в фильтрах *J*, *H*, *K*. Наблюдения V645 Cyg начались в сентябре 2018 г. Наблюдения LkHα 234 ведутся с октября 2017 г. Во всех трех полосах зафиксированы изменения излучения LkHα 234 на величину ~0.3 mag (см. рис. 2).

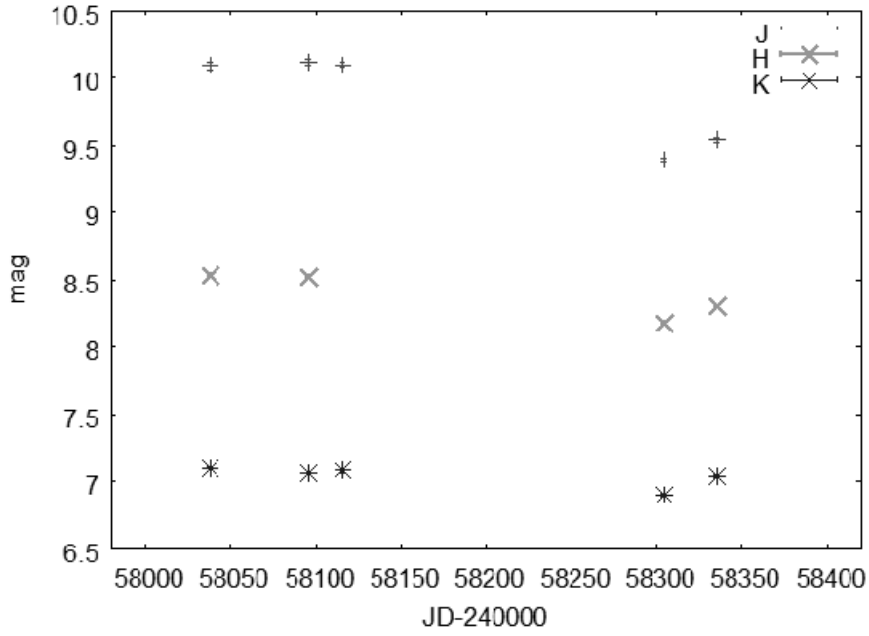


Рис. 2. Переменность звезды LkHα 234 в фильтрах *J*, *H* и *K*. Данные за октябрь 2017 – август 2018 г., полученные на фотометре КАС МГУ.

Работа А.П. Бисяриной по организации, обработке и анализу фотометрических данных выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32- 00314. Работа А.М. Соболева и А.П. Бисяриной по организации и анализу сопутствующих мазерных наблюдений выполнена при поддержке гранта РНФ (№ 18-12-00193). Работа A. Aberfelds и I. Shmeld по наблюдению и анализу данных наблюдений метанольных мазеров поддержана проектом ERDF «Physical and chemical processes in the interstellar medium», № 1.1.1.1/16/A/213.

Литература

1. Stecklum B., Caratti o Garatti A., Cardenas M. C. et al. The methanol maser flare of S255IR and an outburst from the high-mass YSO S255IR-NIRS3 – more than a coincidence? // Astronomer's Telegram. No. 8732. 2016.
2. Hunter T. R., Brogan C. L., MacLeod G. et al. An extraordinary outburst in the massive protostellar system NGC 6334I-mm1: Quadrupling of the millimeter continuum // Astrophys. J. V. 837. P. L29. 2017.
3. Stecklum B., Caratti o Garatti A., Hodapp K. et al. Infrared variability, maser activity, and accretion of massive young stellar objects // Astrophysical Masers: Unlocking the Mysteries of the Universe, Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium. V. 336. P. 37–40. 2018.
4. Nadjip A.E., Tatarnikov A., Toomey D.W. et al. ASTRONIRCAM – the infrared camera-spectrograph for the 2.5-m telescope of SAI Caucasian observatory // Astrophys. Bull. V. 72. Issue 3. P. 349. 2017.
5. Sobolev A.M., Bisyarina A.P., Tatarnikov A.M. et al. Variability of infrared object 2MASS 18342090-0559425 close to the flaring water maser G025.65+1.05 // Astronomer's Telegram. No. 10788. 2017.
6. Sobolev A.M., Bisyarina A.P., Gorda S.Yu, Tatarnikov A.M. Study of variable stars associated with maser sources: G025.65+1.05 // направлена в печать, Research in Astronomy and Astrophysics. 2018.
7. Volvach A.E., Volvach L.N., MacLeod G. et al. Detection of a bright H_2O maser burst from G25.65+1.05 at the Simeiz radio telescope RT-22 // Astronomer's Telegram. No. 10728. 2017.
8. Sugiyama K., Satio Y., Akitaya H. et al. Moderate flux rises of 6.668-GHz CH3OH maser related to the H2O maser bursts in G 025.65+01.05 using the Hitachi 32-m // Astronomer's Telegram. No, 10757. 2017.

УДК 524.6 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.015

КИНЕМАТИКА ГАЛАКТИКИ ПО ОВ-ЗВЕЗДАМ С СОБСТВЕННЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ И ПАРАЛЛАКСАМИ ИЗ КАТАЛОГА GAIA DR2

Бобылев В.В., Байкова А.Т.
ГАО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия
vbobylev@gaoran.ru

KINEMATICS OF THE GALAXY FROM OB STARS WITH PROPER MOTIONS AND PARALLAXES FROM THE GAIA DR2 CATALOG

Bobylev V.V., Bajkova A.T.
GAO RAS, St.-Petersburg, Russia

We consider a sample of OB stars with radial velocities known from ground-based observations and with trigonometric parallaxes and proper motions from the Gaia DR2 catalog. A part of stars in our sample have distances estimated from calcium spectral lines. A direct comparison to trigonometric distances shows that the calcium scale should be reduced approximately by 13%. Using 495 OB stars having relative uncertainties of their parallaxes below 30%, we determine parameters of the Galaxy's rotation curve and parameters of the spiral density wave.

Рассмотрена выборка из 554 ОВ-звезд. Лучевые скорости этих звезд определены в результате наземных наблюдений, а тригонометрические параллаксы и собственные движения взяты из каталога Gaia DR2 [1].

По ОВ-звездам с оценками расстояния до них, полученных по спектральным линиям межзвездного кальция [2], проведено сравнение со шкалой расстояний, задаваемой тригонометрическими параллаксами из каталога Gaia DR2. Результаты отражены на Рис. 1, из которого видно, что кальциевая шкала слегка длиннее тригонометрической. Параметры связи между двумя этими шкалами искалась на основе следующего соотношения: $d_{\mathrm{trig}}=a+b\cdot d_{\mathrm{CaII}}+c\cdot d^2_{\mathrm{CaII}}$, где d_{trig} – расстояние до звезды, вычисленное на основе ее тригонометрического параллакса, а d_{CaII} – расстояние до звезды, найденное по линиям межзвездного кальция. При рассмотрении линейного случая мы нашли a=0.05±0.02 кпк и b=0.87±0.05, а в нелинейном случае a=0.04±0.02 кпк, b=0.95±0.11и c=–0.42±0.048 кпк$^{-1}$. Здесь наиболее важным является значение параметра b, которое говорит о необходимости сокращения кальциевой шкалы. Обе найденные зависимости нанесены на Рис. 1а. На Рис. 1б даны расстояния до ОВ-звезд, где кальциевая шкала сокращена на 10%. Видим, что такое сокращение кальциевой шкалы делает распределение точек на диаграмме более симметричным относительно диагонали, хотя и не исключает полностью хвост при очень больших (>4 кпк) расстояниях.

В итоге подтвержден независимым методом сделанный нами ранее из анализа кинематики ОВ-звезд [3] принципиальный вывод о необходимости небольшого (менее 20%) сокращения кальциевой шкалы.

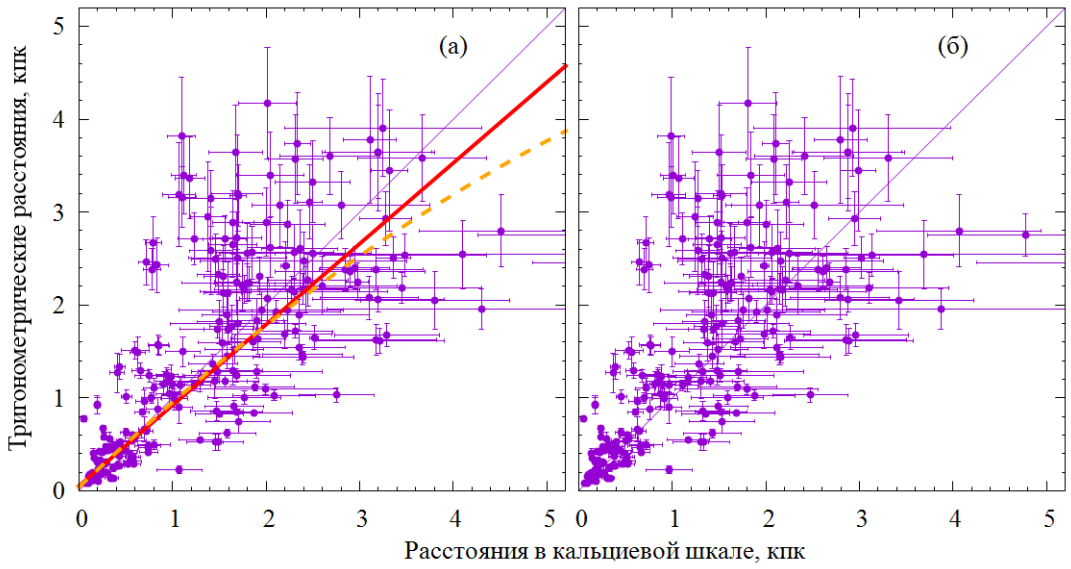


Рис. 1. (а) Расстояния, вычисленные на основе тригонометрических параллаксов из каталога Gaia DR2 в зависимости от расстояний до этих звезд, полученных по спектральным линиям межзвездного кальция. (б) То же, но кальциевая шкала сокращена на 10%, тонкая линия соответствует ожидаемой зависимости с коэффициентом корреляции, равным 1, жирной линией дана найденная линейная, а пунктиром – квадратичная зависимости.

По ОВ-звездам с надежными оценками тригонометрических параллаксов (с относительными ошибками параллаксов менее 30%) определены параметры кривой вращения Галактики с использованием которых были вычислены остаточные скорости звезд – радиальные V_R, остаточные тангенциальные ΔV_{circ} и вертикальные скорости W, которые даны на Рис. 2. По рядам этих скоростей, с применением периодограммного анализа найдены параметры галактической спиральной волны плотности. Для такого анализа использовались ОВ-звезды с относительными ошибками параллаксов менее 20%. Амплитуды радиальных, тангенциальных и вертикальных скоростей возмущений составили f_R=7.1±0.3 км/с, f_θ=6.5±0.4 км/с, f_W=4.8±0.8 км/с соответственно, длина волны возмущений λ_R=3.3±0.1 кпк, λ_θ=2.3±0.2 кпк и λ_W=2.6±0.5 кпк для принятой четырехрукавной модели спирального узора. Значения фазы Солнца в спиральной волне плотности найдены следующими: $(\chi_{Sun})_R$=–135±5°, $(\chi_{Sun})_\theta$=-123±8° и $(\chi_{Sun})_W$=–132±21°. Для каждого вида скорости на Рис. 2 дана волна с найденными характеристиками.

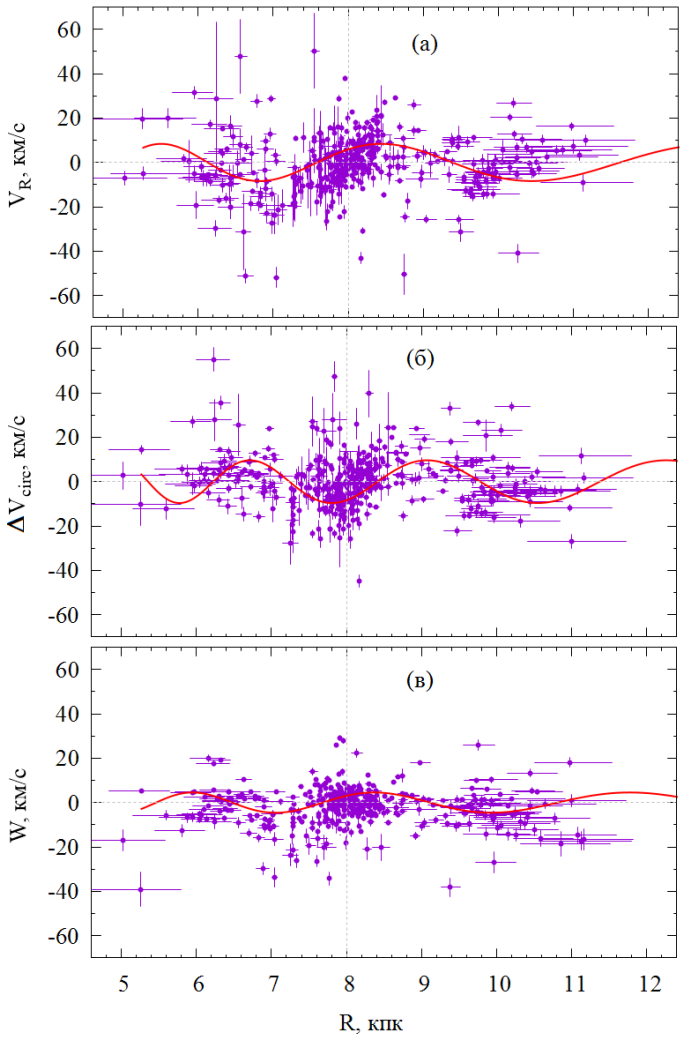


Рис. 2. (a) Радиальные, (b) остаточные тангенциальные и (c) вертикальные скорости ОВ-звезд в зависимости от галактоцентрического расстояния, вертикальной пунктирной линией отмечено положение Солнца.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН П-28, подпрограмма "Космос: исследования фундаментальных процессов и их взаимосвязей".

Литература

1. Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, de Bruijne, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, M. Biermann, D.W. Evans, et al. Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties // arXiv: 1804.09365. 2018.
2. Megier, A. Strobel, G.A. Galazutdinov, and J. Krelowski // Astron. Astrophys. V. 507. P. 833. 2009.
3. Бобылев В.В., Байкова А.Т. Кинематика Галактики по ОВ-звездам с расстояниями, определенными по линиям межзвездного CaII // Письма в Астрон. журн. Т. 37, № 8. Стр. 575. 2011.

УДК 520.6 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.016

ВОЗМОЖНОСТИ КОСМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА «ЛИРА-Б» ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ АСТЕРОИДОВ

Бусарев В.В.
ГАИШ МГУ, Москва, Россия
busarev@sai.msu.ru

POSSIBILITIES OF THE SPACE EXPERIMENT "LYRA-B" TO STUDY ASTEROIDS

Busarev V.V.
SAI MSU, Moscow, Russia

We discuss possibilities of the project for investigation of asteroids in order to determine their taxonomic (mineralogical) types, as well as to study the new sub-type of these bodies, active asteroids.

Задачей космического эксперимента «Лира-Б» является обзор всех небесных объектов (звезд и астероидов) от 3^m до 16^m–17^m в видимом, УФ и ближнем ИК диапазонах [1]. Как утверждают авторы этого обзорного проекта, погрешность фотометрии непеременных звезд в каталоге (в полосе *V*) будет составлять не хуже $0{,}001^m$ для звезд от 3^m до 12^m и не хуже $0{,}01^m$ для звезд от 12^m до 16^m при длительности успешной работы 3.5–5 лет. Хотя наблюдаемые звездные величины астероидов (от ~8–9^m и слабее) только частично перекрываются с указанными, в рамках рассматриваемого проекта с учетом предлагаемого количества фотометрических полос и значений их эффективных длин волн имеется ряд новых потенциальных возможностей при изучении астероидов (Рис. 1):

- повторяющиеся наблюдения большого количества тел на относительно коротком интервале времени (возможность построения их многоцветных кривых блеска, связанных с вращением, а также возможность изучения их отражательных характеристик при разных фазовых углах);
- наблюдения объектов в недоступном при наземных наблюдениях коротковолновом диапазоне спектра (3 полосы);
- квазиодновременное получение наблюдательных данных в широком спектральном диапазоне от дальнего УФ до ближнего ИК (10 полос);
- постоянный мониторинг распределения энергии в спектре Солнца и возможность использования этих данных для расчета спектров отражения наблюдаемых объектов в режиме реального времени.

Поскольку в публикации авторов проекта [1] упоминается возможность исключения изображенных пунктиром фотометрических полос, хотелось бы обратить их внимание на полосы под номерами 9 и 10 (Рис. 1). С нашей точ-

ки зрения, хотя полоса 9 имеет несколько большее значение «пропускания + квантовая эффективности» по сравнению с полосой 10, но комбинация полос 7, 8 и 10 дает более равномерное покрытие спектрального диапазона 650–1000 нм. Кроме того, эффективная длина волны полосы 10 более точно соответствует минералогической полосе поглощения (вызываемой электронными переходами в Fe^{2+}) в кристаллическом поле таких минералов, как оливин и пироксен (например, [2, 3]), а значит, предпочтительна при таксономической (минералогической) классификации наблюдаемого астероида.

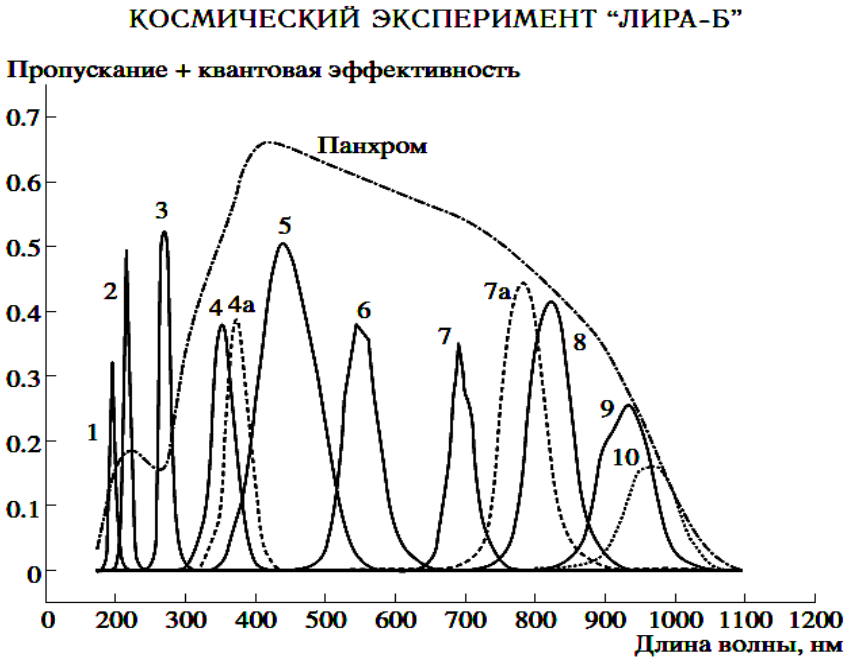


Рис. 1. Полосы пропускания фотометрической системы эксперимента «Лира-Б»: центральные длины волн 194 нм (1), 218 нм (2), 270 нм (3), 350 нм (4), 374 нм (4а), 440 нм (5), 555 нм (6), 700 нм (7), 785 нм (7а), 825 нм (8), 930 нм (9), 1000 нм (10) и широкополосный панхроматический фильтр. Кривые пропускания учитывают пропускание интерференционного фильтра, нанесенного на кремний, и квантовую эффективность ПЗС. Изображенные пунктиром полосы, возможно, будут исключены [1].

Следует также отметить уникальность первой и двух последних возможностей (из вышеперечисленных) для изучения важной новой разновидности малых планетных тел – астероидов с кометной активностью, изучение которых требует мониторинга. В 2012 г. мы обнаружили одновременную активность 4 примитивных (с низкотемпературной минералогией) астероидов (145 Адеоны, 704 Интерамнии, 779 Нины и 1474 Бейры) Главного пояса вблизи перигелия [4, 5], причем данное явление удалось подтвердить на 3 из них в 2016–2018 гг. при их следующем прохождении перигелия. На рисунках 2 и 3 в качестве примеров представлены спектры отражения 145 Адеоны и 704 Интерамнии, полученные нами в сентябре 2012 г. в период наибольшей активности вблизи перигелия в диапазоне 0.35–0.90 мкм и сравнение с ними аналогичных SMASSII-данных в спокойный период. Характерным

спектральным признаком активности этих тел является необычный максимум рассеяния в спектре отражения у 0.55 мкм, указывающий на наличие у астероида комы из сублимировавших частиц водяного льда микронного размера [4].

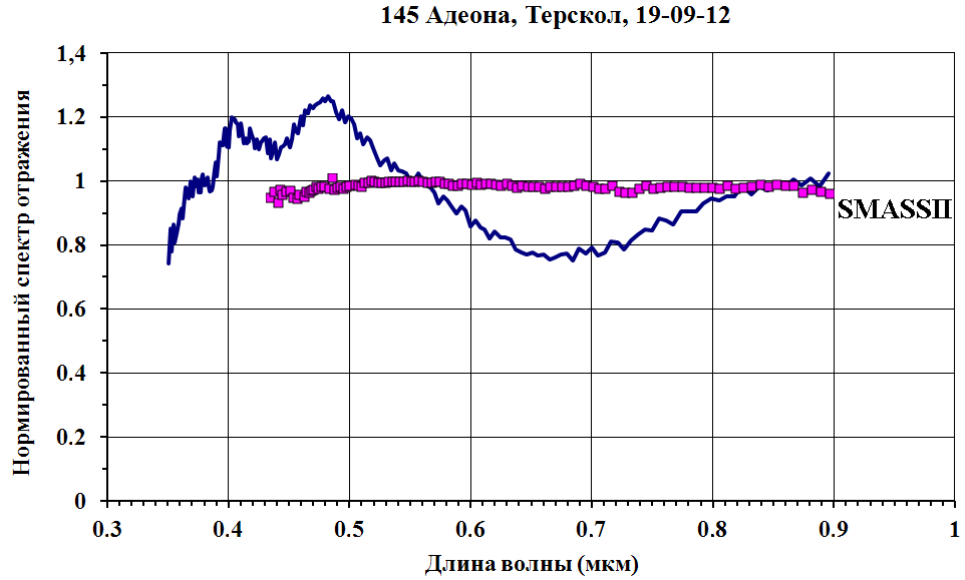


Рис. 2. Нормированный (на 0.55 мкм) спектр отражения 145 Адеоны и его сравнение с данными других авторов SMASSII [6].

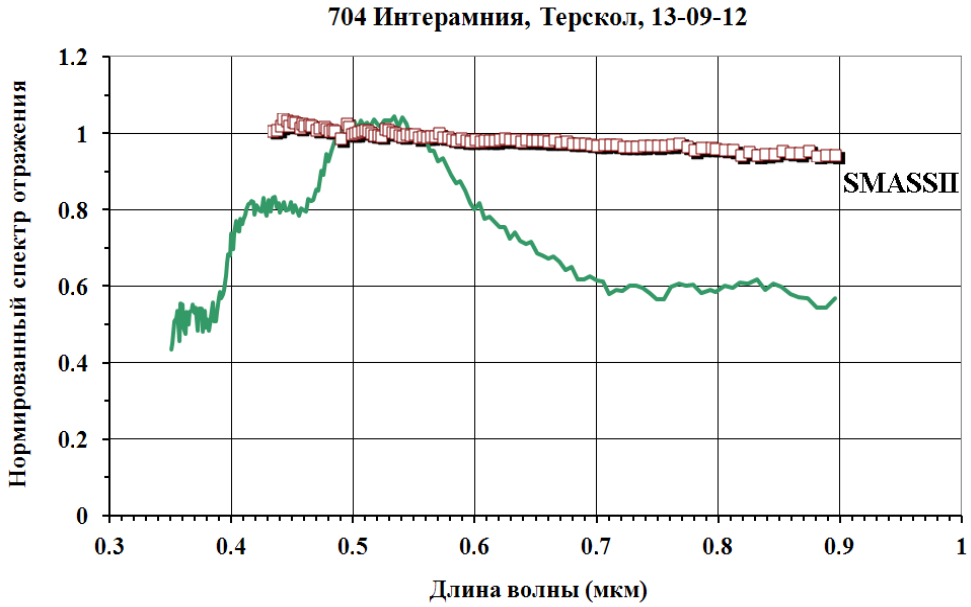


Рис. 3. Нормированный спектр отражения 704 Интерамнии и его сравнение с данными других авторов SMASSII [7].

Остается неизвестным, как проявляют себя эти и подобные астероиды в других спектральных диапазонах, а также как много таких объектов в Главном поясе. Кроме того, значительная сублимационная активность Адеоны и Интерамнии и других обнаруженных нами астероидов в 2012 г. совпала с

высокой солнечной активностью, а спектры отражения этих астероидов, полученные при их следующем прохождении перигелия в 2016–2017 гг. при пониженной солнечной активности признаков наличия протяженной рассеивающей комы в большинстве случаев не содержат. На этом основании можно утверждать, что нам, верятно, удалось также обнаружить влияние солнечной активности на протяженность (или плотность) сублимационной комы активных астероидов.

Таким образом, с учетом перечисленных новых потенциальных возможностей, наблюдательные данные об астероидах, полученные при реализации эксперимента «Лира-Б» на заявленном уровне точности будут представлять значительный интерес.

Литература

1. Захаров А.И., Миронов А.В., Прохоров М.Е. и др. Космический эксперимент «Лира-Б»: цели и принципы реализации // Астрономический журнал. Т. 90. №. 3. С. 223-241. 2013.
2. Платонов А.Н. Природа окраски минералов / Киев: Наукова думка, 264 с. 1976.
3. Бахтин А.И. Породообразующие силикаты: оптические спектры, кристаллохимия, закономерности окраски, типоморфизм / Казань: Издат. Казанского ун-та, 192 с. 1985.
4. Busarev V.V., Barabanov S.I., Rusakov V.S. et al. Spectrophotometry of (32) Pomona, (145) Adeona, (704) Interamnia, (779) Nina, (330825) 2008 XE3, and 2012 QG42 and laboratory study of possible analog samples // Icarus. V. 262. P. 44–57. 2015.
5. Бусарев В. В., Барабанов С. И., Пузин В. Б. Оценка состава вещества и обнаружение сублимационной активности астероидов (145) Адеоны, (704) Интерамнии, (779) Нины и (1474) Бейры // Астрон. вестник. Т. 50. С. 300–312. 2016.
6. Bus S., Binzel R. P. 145 Adeona CCD Spectrum // EAR-A-I0028-4-SBN0001/SMASSII-V1.0: 145_01_TAB. NASA Planetary Data System, 2003.
7. Bus S., Binzel R.P. 704 Interamnia CCD Spectrum // EAR-A-I0028-4-SBN0001/SMASSII-V1.0: 704_01_TAB. NASA Planetary Data System, 2003.

УДК 524.7 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.017

МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ «ВЕРЕНИЦ» В ЗВЕЗДНО-ГАЗОВЫХ МОДЕЛЯХ ГАЛАКТИК

Бутенко[1] М.А., Хоперсков[1] А.В.
Волгоградский государственный университет, Волгоград, Россия
maria_butenko@volsu.ru

MECHANISMS FOR FORMATION OF «ROWS» IN THE STAR-GAS MODELS OF GALAXIES

Butenko[1] M.A., Khoperskov[1] A.V.
Volgograd State University, Volgograd, Russia
maria_butenko@volsu.ru

A comprehensive approach to the study of possible mechanisms for the formation of "rows" is applied. We supplemented the catalog with 276 objects with "rows" based on an analysis of all the galaxies from the NGC and IC. The results of the galactic disk dynamics simulations of the self-consistent model revealed transient character of the resulting straight segments.

Впервые спрямленные участки в спиральной структуре галактик были выделены и описаны Б.А. Воронцовым-Вельяминовым, он и назвал их «вереницами» (rows). Спустя много лет А.Д. Чернин и др. обратили внимание на подобные структуры в близких галактиках M101 и M51, ими было предложено качественное описание возможного механизма формирования полигональных структур. В 2001 г. был опубликован каталог галактик с «вереницами», состоящий из 204 объектов. Нами составлен новый каталог галактик с «вереницами» [1], он включает в себя 276 объектов, не вошедших в каталог [2]. В работе [1] приведены результаты исследования построенного нами каталога галактик с полигональными структурами и сравнение с каталогом [2]. Рассматриваемые вместе, эти каталоги включают все галактики с «вереницами», входящие в NGC и IC.

При поиске галактик с «вереницами» было просмотрено свыше 30000 изображений спиральных галактик в различных диапазонах из астрономических баз данных. При сравнении важнейших характеристик галактик с «вереницами» и всех *S*-галактик из NGC/IC не удалось обнаружить сколько-нибудь существенных различий в этих выборках. Наиболее характерные особенности полигональных структур по данным наблюдений перечислены в работах [1,3].

Почти все рассмотренные характеристики нашей выборки хорошо согласуются с результатами анализа каталога [2], за исключением нашей оценки числа «верениц». Для нашего каталога оно лежит в пределах $N = 1 \div 11$ со средним значением $\langle N \rangle = 4$ (рис. 1а). В каталоге [2] у большинства галактик выделено 2 или 3 «вереницы» ($\langle N \rangle = 3$). Для нашей выборки распределение

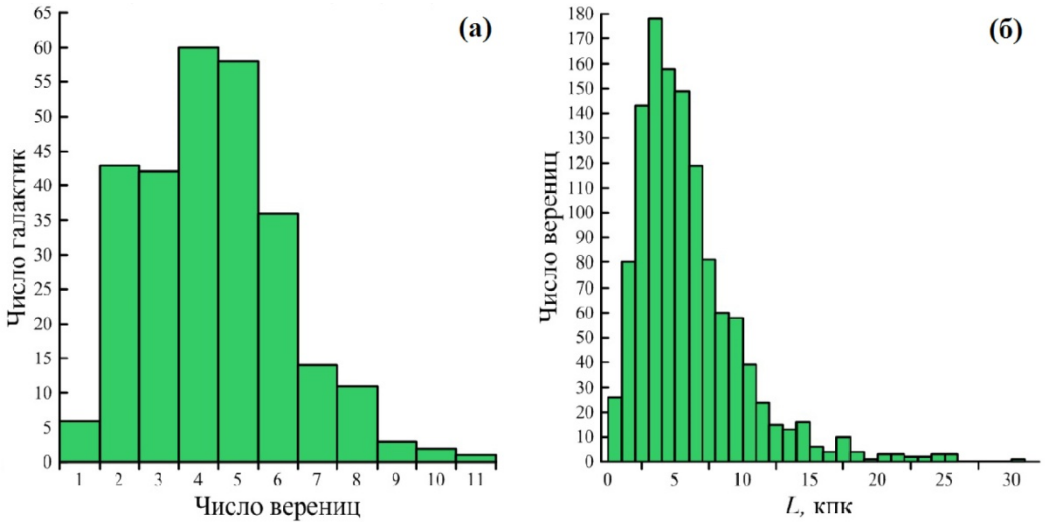


Рис. 1. (а) Гистограмма распределения галактик по числу «верениц» в них для нашего каталога. (б) Гистограмма распределения «верениц» по линейным размерам для нашего каталога.

по числу верениц является довольно широким с менее ярко выраженным максимумом (см. рис. 1а) [1].

Линейные размеры «верениц» L варьируются в широких пределах (рис. 1б), причем в нескольких галактиках, например NGC 6935, NGC 5850, NGC 1512, их длина превышает 22 кпк, а для IC 4479 достигает 30 кпк. Средняя длина вереницы $\langle L \rangle = 6.6$ кпк, а медианное значение – 5.6 кпк. Эти результаты почти вдвое превышают значения, полученные в каталоге [2], что обусловлено большей долей длинных верениц из-за выявления более протяженной спиральной структуры и увеличения длины L с расстоянием r за счет качественных изображений периферии галактик по данным SDSS и за пределами оптического радиуса в случае GALEX [1].

По данным LEDA 77% галактик из нашей выборки являются галактиками с баром. В каталоге [2] бар присутствует у 70% галактик, что дает для общей выборки из всех 406 объектов с вереницами, входящих в каталоги NGC/IC, 74% *SB*-галактик. Однако, для всех 7143 *S*-галактик из NGC/IC, бар в LEDA указан для 51% случаев. Отметим также, что работы проекта Galaxy Zoo для галактик с разными красными смещениями дают оценки для галактик с баром, не превышающие 40%. По-видимому, наличие бара является благоприятным условием для формирования полигональных структур в спиральных рукавах.

При рассмотрении объединенной выборки, содержащей 480 галактик, предложенная в работе [2] гипотеза, что среди галактик с «вереницами» взаимодействующие галактики встречаются почти вдвое чаще, не подтвердилась. Объединенная выборка из 480 объектов с «вереницами» содержит всего 128 взаимодействующих галактик (27%). Небольшая доля таких галак-

тик в нашей выборке (13.8%), видимо, связана с тем, что наиболее ярко выраженные взаимодействующие объекты уже вошли в каталог [2].

В литературе обсуждались два возможных механизма формирования «верениц». А.Д. Чернин [4] предложил гидродинамический механизм, основанный на особенностях динамики глобальной галактической ударной волны (УВ). Из-за неустойчивости фронта УВ происходит локальное спрямление его участков, что образует полигональную структуру. Этот механизм уверенно воспроизводится в численных расчетах различных авторов [3, 5, 6].

Возможен иной механизм, когда в численных моделях N тел на транзиентной стадии формирования бара и спиралей можно выделить отдельные спрямленные сегменты рукавов. Механизм формирования «верениц», основанный на гравитационной неустойчивости бесстолкновительного звездного диска и/или резонансных явлениях, рассмотрен в работе [7]. Не вдаваясь в обсуждение конкретных физических механизмов формирования «верениц», укажем на их некоторые отличительные особенности в звездных дисках по результатам нашего моделирования динамики N тел. Спрямленные участки возникают в моделях с достаточно массивным гало с □ = $M_h/M_d \gtrsim 3$ в пределах оптического радиуса. Только в таких моделях при различных начальных значениях параметра Тоомре $Q_T \lesssim 1$возможно образование многорукавных и достаточно узких спиралей, в которых удается проследить транзиентные спрямленные участки. На Рис. 2. показаны результаты наших численных моделей N-тел, в которых можно обнаружить спрямленные участки ветвей и даже почти изломы.

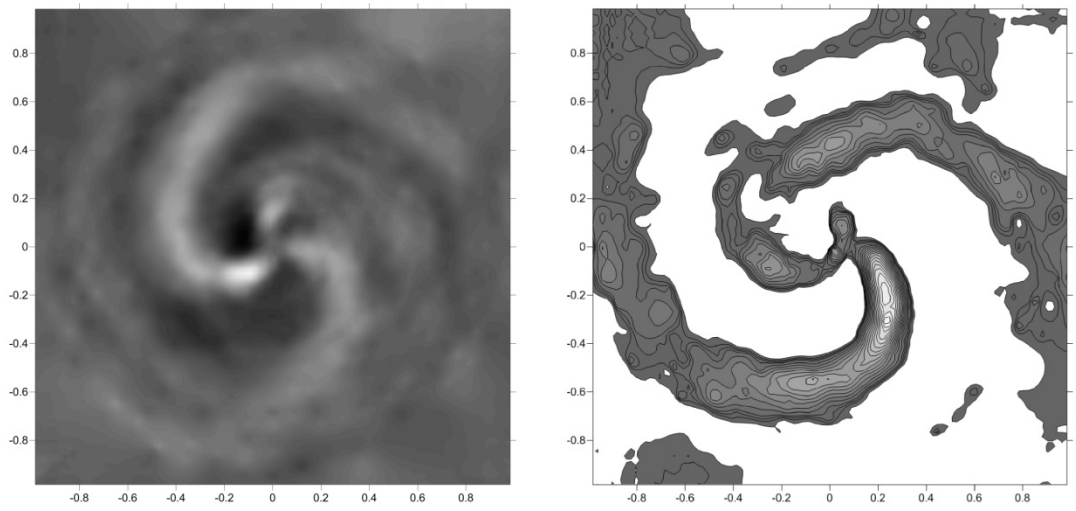


Рис. 2. Распределения возмущения логарифма поверхностной плотности в модели звездного диска в различные моменты времени (справа показана только положительная часть возмущения). Параметр Тоомре в начальный момент времени $Q_T = 0.8$ в области $1/2 \lesssim r/r_d \lesssim 2$, r_d – экспоненциальная шкала диска. Показан момент перестройки между двухрукавной и трехрукавной спиральной структурой.

В старых звездных дисках по данным 2MASS «вереницы» встречаются довольно редко (18 объектов из нашего каталога) [1]. Трудно ожидать, что возмущение в газе способно раскачать «вереницу» в компоненте старых звезд. Время гравитационного воздействия газовой структуры на звёздную может быть недостаточным в условиях нестационарного характера «верениц». Возможно, для указанных 18 галактик первичным механизмом формирования «вереницы» в звёздной компоненте является сам звездный диск, что не исключает затем параллельной работы газодинамического механизма.

Моделирование динамики самосогласованного звездно-газового диска также демонстрирует формирование транзиентной системы «верениц», которые выделяются на непродолжительных интервалах времени на фоне развитой спиральной структуры в звездной и газовой подсистемах. На начальном этапе после формирования спирального узора вереницы наблюдаются чаще, со временем частота их появления уменьшается. Это, по-видимому, объясняется более мощным спиральным узором после его возникновения в результате гравитационной неустойчивости. Со временем амплитуда спиральной волны падает прежде всего в звездном диске. Частота появления верениц в газе в среднем в 2–4 раза выше, чем для звезд. Появление верениц в газе и звездах, как правило, не является одновременным, хотя имеется эффект согласованного их появления. Численные эксперименты не позволяют обнаружить четкую корреляцию, указывающую, что вереницы в газе вызваны вереницами в звездной компоненте, либо наоборот, что причиной верениц в звездном диске являются вереницы в газе.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 16-02-00649.

Литература

1. Butenko M. A., Khoperskov A. V. Galaxies with “rows”: A new catalog // Astrophysical Bulletin. V. 72. P. 232–250. 2017.
2. Chernin A.D., Kravtsova A.S., Zasov A.V., Arkhipova V.P. Galaxies with Rows // Astronomy Reports. V. 45. P. 841–853. 2001.
3. Khoperskov S. A., Khoperskov A. V., Eremin M. A., Butenko M. A. Polygonal structures in a gaseous disk: Numerical simulations // Astronomy Letters. V. 37. P. 563–575. 2011.
4. Chernin A. D. Rows of star complexes in giant spiral galaxies // Astronomical and Astrophysical Transactions. V. 18. P. 393–405. 1999.
5. Khoperskov S. A., Eremin M. A., Khoperskov A. V. Polygonal structures in galactic gaseous disks // Astronomical and Astrophysical Transactions. V. 27. P. 245–250. 2012.
6. Filistov E. A. Transient polygonal structures in the disks of spiral galaxies: Numerical modeling // Astronomy Reports. V. 59. P. 118–122. 2015.
7. Mel'nik A. M., Rautiainen P. Straight segments in the galactic discs // Monthly Notices Royal Astron. Soc. V. 434. P. 1362–1375. 2013.

УДК 524.5 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.018

ОБРАЗОВАНИЕ СЛОЖНЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ В ХОЛОДНЫХ ЯДРАХ: ВЛИЯНИЕ СТОХАСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ХИМИИ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

Васюнин[1,2*] А.И., Ковязин[1] К.Г., Островский[1] А.Б., Соколова[1,2] В.А., Kalnins[2] J.-R., Narnickis[2] R.

[1]УрФУ, г. Екатеринбург, Россия
[2]Вентспилсская высшая школа, Вентспилс, Латвия
[*] Приглашенный ведущий исследователь
anton.vasyunin@gmail.com

FORMATION OF COMPLEX ORGANIC MOLECULES IN COLD CLOUDS: THE IMPACT OF STOCHASTIC EFFECTS IN GRAIN SURFACE CHEMISTRY

Vasyunin[1,2*] A.I., Kovyazin[1] K.G., Ostrovsky[1] A.B., Sokolova[1] V.A., Kalnins[2] J.-R., Narnickis[2] R.

[1]UrFU, Ekaterinburg, Russia
[2]Ventspils University of Applied Sciences, Ventpspils, Latvia
[*] Visiting leading researcher

We show that discreteness of chemical reactions on surfaces of interstellar dust grains has an appreciable impact on the abundances of complex organic molecules (COMs) in cold (T~10 K) prestellar clouds, both in the gas phase and interstellar ices. Stochastic effects that occur due to discreteness of chemical reactions on interstellar grains cannot be properly taken into account via rate equations-based models that are a standard in modern astrochemical simulations. Inaccuracies in the values of modeled abundances of COMs obtained with rate equations-based models can exceed an order of magnitude in comparison to the values calculated with rigorous Monte Carlo models.

Сложные органические молекулы в последние годы обнаружены в ряде холодных (T~10 K) темных (A_V~10 mag) плотных (n_H>10^4 см$^{-3}$) молекулярных облаков и дозвездных ядер [1–3]. Таким образом, появились свидетельства того, что органическая материя зарождается в Галактике уже на самых ранних стадиях звездообразования. В настоящее время моделирование химической эволюции объектов межзвездной среды, как правило, выполняется с использованием численных кодов, реализующих так называемый метод химических балансных уравнений (ХБУ). Эффективность и корректность данного подхода доказана для химических процессов в газе, однако при моделировании химических процессов на поверхности межзвездных пылевых частиц метод ХБУ применим не во всех случаях [4]. Одним из таких случаев является процесс гидрирования молекулы CO и радикалов на поверхности пылевых частиц в случае, когда скорость гидрирования превышает скорость аккреции водорода из газа на пыль [5]. В этом режиме среднее содержание атомов водорода, участвующих в реакциях гидрирования, в расчете на одну

пылевую частицу может опускаться ниже единицы. В этом режиме дискретность химических реакций становится существенным фактором, учет которого необходим при моделировании. Метод ХБУ в этом случае дает некорректные результаты. Корректные результаты моделирования в этом случае могут быть получены с использованием метода Монте-Карло, реализующего алгоритм Джиллеспи (Gillespie), позволяющий учесть стохастические эффекты в химических реагирующих системах [6].

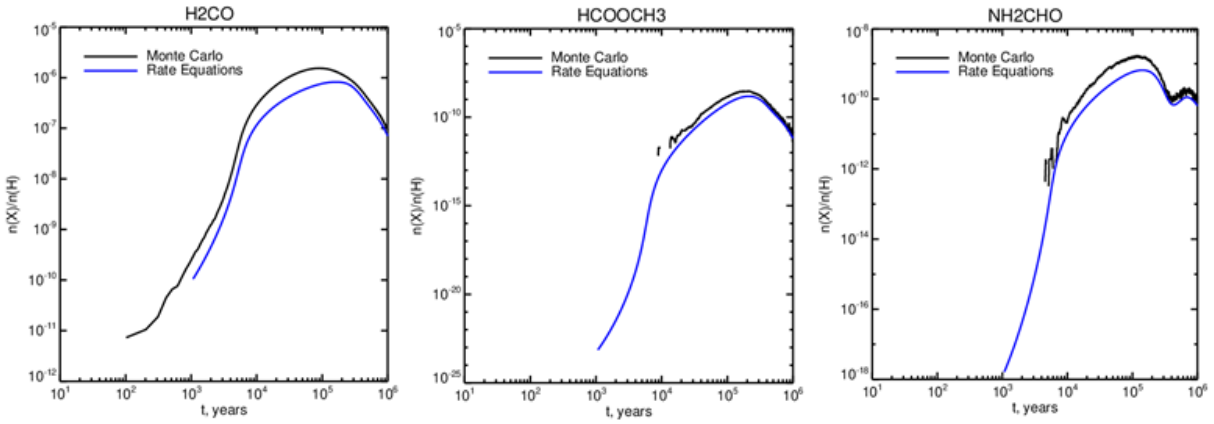


Рис. 1. Относительные содержания сложных органических молекул метилформиата ($HCOOCH_3$) и формамида (NH_2CHO), а также молекулы-прекурсора формальдегида (H_2CO) в холодном дозвездном ядре (n_H=2×10^4 см$^{-3}$, T=10 K), рассчитанные с использованием химических балансных уравнений (синяя линия) и метода Монте Карло (черная линия).

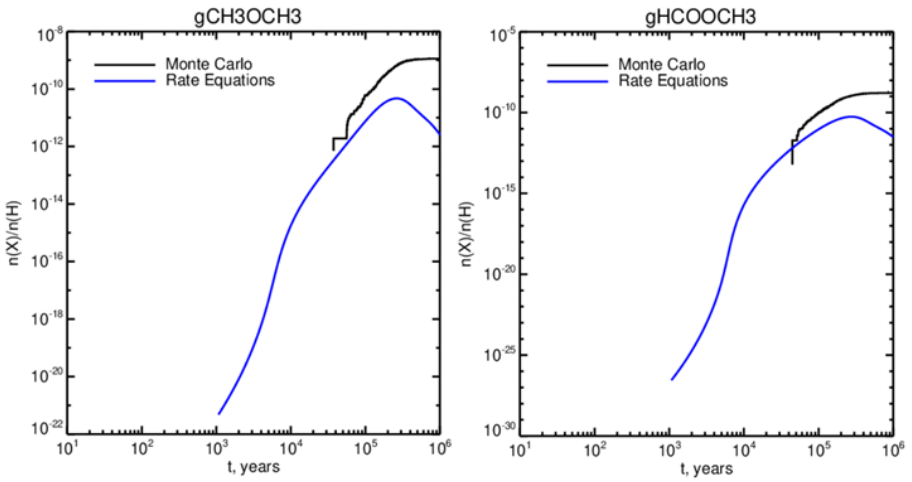


Рис. 2. Относительные содержания сложных органических молекул диметилового эфира (CH_3OCH_3) и метилформиата ($HCOOCH_3$) в ледяных мантиях пылевых частиц, рассчитанные с использованием химических балансных уравнений (синяя линия) и метода Монте Карло (черная линия). Префикс ‘g’ означает, что показано содержание молекулы в ледяной мантии пылевой частицы.

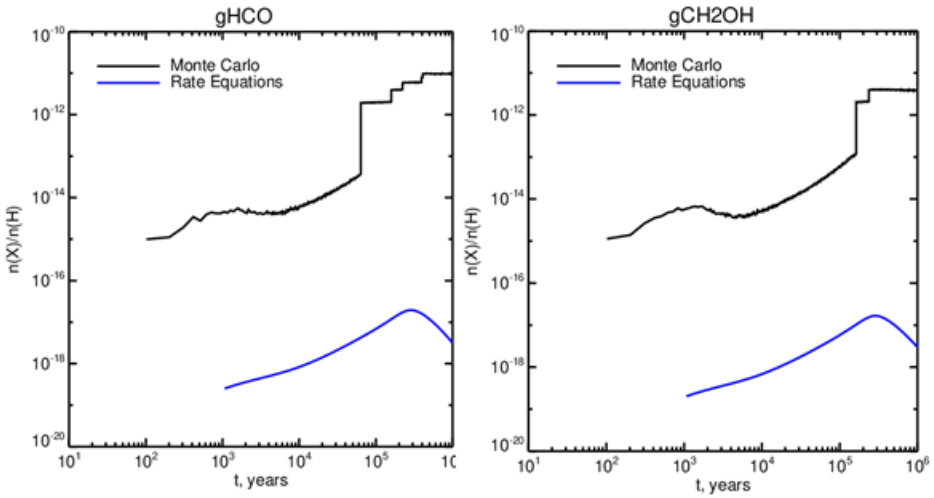


Рис. 3. Относительные содержания радикалов HCO и CH2OH в ледяных мантиях пылевых частиц, рассчитанные с использованием химических балансных уравнений (синяя линия) и метода Монте Карло (черная линия).

Для оценки влияния стохастических эффектов на результаты моделирования содержаний сложных органических молекул мы выполнили расчеты химической эволюции в холодных дозвездных ядрах методом ХБУ и методом Монте Карло. Результаты моделирования для некоторых органических молекул, а также их прекурсоров – радикалов в газе и в ледяных мантиях пылевых частиц, приведены на рисунках 1–3.

Мы обнаружили, что результаты моделирования содержаний сложных органических молекул и их прекурсоров в холодных ядрах, полученные методами ХБУ и Монте Карло, существенно различаются в случае включения в модель квантового туннелирования как источника мобильности для атомов водорода на поверхности пылевых частиц [7]. Содержания органических молекул и их прекурсоров в газе оказывается выше на 0.5 – 1 порядок величины в расчёте методом Монте-Карло по сравнению с результатами, полученными методом ХБУ (Рис. 1). Содержания органических молекул в холодных мантиях пылевых частиц, полученные методом Монте-Карло, также оказываются выше содержаний, полученных методом ХБУ на 1–3 порядка величины (Рис. 2). Мы полагаем, что различия в результатах вызваны переоценкой скорости гидрирования радикалов-прекурсоров сложных органических молекул в реакциях на поверхности пылевых частиц при расчётах методом ХБУ по сравнению с корректными оценками, получаемыми методом Монте-Карло. Переоценка скорости гидрирования радикалов приводит к занижению их концентраций (Рис. 3) и, следовательно, к недооценке скоростей формирования сложных органических молекул.

Полученные при выполнении исследования результаты позволяют сделать вывод о важности учета дискретной природы и стохастических эффектов в химических процессах на поверхности межзвездных пылевых частиц при моделировании образования сложных органических молекул в холодных

дозвездных ядрах. Полученные методом Монте-Карло результаты позволяют сделать вывод о том, что накопление органических молекул в значительных количествах в ледяных мантиях пылевых частиц происходит уже в холодных дозвездных ядрах. Концентрации органических молекул в холодном газе несколько выше, полученные методом Монте-Карло несколько выше, чем полученные методом ХБУ. Этот результат позволяет предположить, что некоторая недооценка обилий органических молекул в современных моделях холодных ядер [8] может быть связана с ограничениями метода химических балансных уравнений, используемого в этих работах.

Представленная работа поддержана фондом ERDF в рамках проекта «Physical and chemical processes in the interstellar medium», №1.1.1.1/16/A/213.

Литература

1. Öberg K. I., Bottinelli, S., Jørgensen, J.K., van Dishoeck, E.F. A cold complex chemistry toward the low-mass protostar B1-b: Evidence for complex molecule production in ices // Astrophys. J. V. 716. P. 825–834. 2010.
2. Bacmann A., Taquet V., Faure A. et al. Detection of complex organic molecules in a prestellar core: a new challenge for astrochemical models // Astron. and Astrophys. V. 541. Article id. L12. 2012.
3. Jiménez-Serra I., Vasyunin A.I., Caselli P. et al. The spatial distribution of complex organic molecules in the L1544 pre-stellar core // Astrophys. J. V. 830. Article id. L6. 2016.
4. Vasyunin A.I., Semenov D.A., Wiebe D.S., Henning Th. A unified Monte Carlo treatment of gas-grain chemistry for large reaction networks. I. Testing validity of rate equations in molecular clouds // Astrophys. J. V. 691. P. 1459–1469. 2009.
5. Vasyunin A. I., Herbst E. A unified Monte Carlo treatment of gas-grain chemistry for large reaction networks. II. A multiphase gas-surface-layered bulk model // Astrophys. J. V. 762. Article id. 86. 2013.
6. Gillespie D.T. A general method for numerically simulating the stochastic time evolution of coupled chemical reactions // Journal of Computational Physics. V. 22. Issue 4. P. 403–434. 1976.
7. Hasegawa T.I., Herbst E., Leung C.M. Models of gas-grain chemistry in dense interstellar clouds with complex organic molecules // Astrophys. J. Suppl. Ser. V. 82. P. 167–195. 1992.
8. Vasyunin A.I., Caselli P., Dulieu,F., Jiménez-Serra I. Formation of complex molecules in prestellar cores: A multilayer approach // Astrophys. J. V. 842. Article id. 33. 2017.

УДК 524.7 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.019

АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ УЧАСТКОВ СПИРАЛЬНЫХ РУКАВОВ ГАЛАКТИКИ, ВЫДЕЛЯЕМЫХ ПО КЛАССИЧЕСКИМ ЦЕФЕИДАМ

Веселова А.В., Никифоров И.И.
СПбГУ, г. Санкт-Петербург, Россия
linav93@yandex.ru

ANALYSIS OF SEGMENTS OF SPIRAL ARMS OF THE GALAXY TRACED BY CLASSICAL CEPHEIDS

Veselova A.V., Nikiforov I.I.
SPbSU, Saint Petersburg, Russia

Applying the likelihood-based spatial modeling of spiral arm segments of the Galaxy, we investigate the morphological structure of the Galactic spiral pattern. We propose a new technique of visualization and testing of multi-segment model quality. Our analysis results in tracing a new segment in the outer part of the Galaxy. Addition of this segment leads to better agreement between the model and observations. Results obtained for models with different number of segments are discussed.

Ранее нами был предложен и апробирован новый подход к определению расстояния до центра Галактики (R_0) по геометрии сегментов спиральных рукавов, показавший свою работоспособность [1,2].

Позднее мы разработали в рамках метода наибольшего правдоподобия (МНП) статистически корректный алгоритм пространственного моделирования сегментов рукавов Галактики с учетом дисперсии поперек рукава и неопределенности гелиоцентрических расстояний, не требующий жесткой привязки объекта к определенному сегменту. В простейшем случае каждый сегмент представляется логарифмической моделью с параметрами R_0 (расстояние от Солнца до центра Галактики), $k \equiv tg(i)$ (тангенс угла закрутки) и X_s (абсцисса точки пересечения модельным сегментом линии центр–антицентр Галактики, отсчитываемая от Солнца в направлении на центр). Значение R_0 считается одинаковым для всех сегментов.

В настоящей работе выполняется структурный анализ элементов спирального узора Галактики по данным о классических цефеидах [3]. Ранее мы предложили алгоритм, позволяющий проводить первоначальное разделение объектов на сегменты с последующим итеративным переприписыванием на основе принципа разделения выборки на базовую и спорную части. Для классических цефеид по минимумам распределения позиционного параметра X_s при различных пробных R_0 были выделены семь сегментов рукавов. В настоящей работе для данной модели был исследован вопрос о наличии переменности угла закрутки сегментов. В области, представленной данными,

при совместном моделировании семи сегментов значимых производных угла закрутки не выявлено, что дает основание в дальнейшей работе с данными [3] пока ограничиться моделями с постоянными углами закрутки.

Нами был разработан метод визуализации и тестирования качества (на основе статистики χ^2) многосегментной модели спиральной структуры с неодинаковыми углами закрутки сегментов путем сравнения наблюдаемого и модельного распределения X_s с учетом ошибок расстояний. Этим методом сравнивались модели с разным количеством сегментов, в частности, при объединении сегментов рукава Стрельца и Местного рукава. Были рассмотрены четыре варианта: 1) Местный рукав, рукава Стрельца 1 и 2 (Loc, Sgr1 и Sgr2 на Рис. 1) отделены друг от друга, 2) рукава Стрельца 1 и 2 объединены, 3) объединены Местный рукав и рукав Стрельца 2, 4) все три сегмента объединены, как это сделано в [4]. Первоначально по критерию согласия Пирсона были отвергнуты все варианты моделей. Детальный анализ распределений X_s (на Рис. 1a такое распределение представлено для модели 1) показал, что причиной этого является неучет еще одного тонкого сегмента, названного нами «рукав Внешний 1a» и расположенного между рукавами Внешним 1 и Внешним 2. После добавления этого сегмента модели 2 и 3 по-прежнему отвергаются, однако модели 1 и 4 могут быть приняты на основании критерия согласия, обладая близкими вероятностями случайной реализации. Сопоставление Рис. 1a и 1b показывает предпочтительность восьмисегментной модели по сравнению с семисегментной.

После исключения двух объектов рукава Внешнего 2, являющихся выбросами, оптимизация параметров восьмисегментной модели привела к оценке $R_0 = 6.90 \pm 0.25$ кпк. На рис. 2 представлено распределение цефеид по сегментам и средние линии сегментов для этого решения. Пересчет указанного результата к современной калибровке $d_{БМО} = 18.49 \pm 0.09$ [5] дает оценку $R_0 = 7.71 \pm 0.28\,(\text{стат.}) \pm 0.37\,(\text{калибр.})$ кпк.

Однако оценка R_0 существенно зависит от предположения о числе сегментов. В случае объединения сегментов рукава Стрельца и Местного рукава (модель 4) согласие с данными также улучшается при выделении рукава Внешнего 1a, однако оптимизация параметров тогда приводит к оценке $R_0 = 7.70 \pm 0.45$ кпк, что в современной калибровке соответствует значению $R_0 = 8.60 \pm 0.50\,(\text{стат}) \pm 0.41\,(\text{калибр.})$ кпк. Оценки углов закрутки сегментов для моделей 1 и 4 также сильно отличаются. На данный момент мы не можем формально дискриминировать эти две модели, для этого требуются дополнительные исследования. Однако модель 1 представляется более физичной, так как объединенный сегмент в модели 4 получается слишком широким. В любом случае этот пример показывает, что детальный структурный анализ важен для обоснованности выводов.

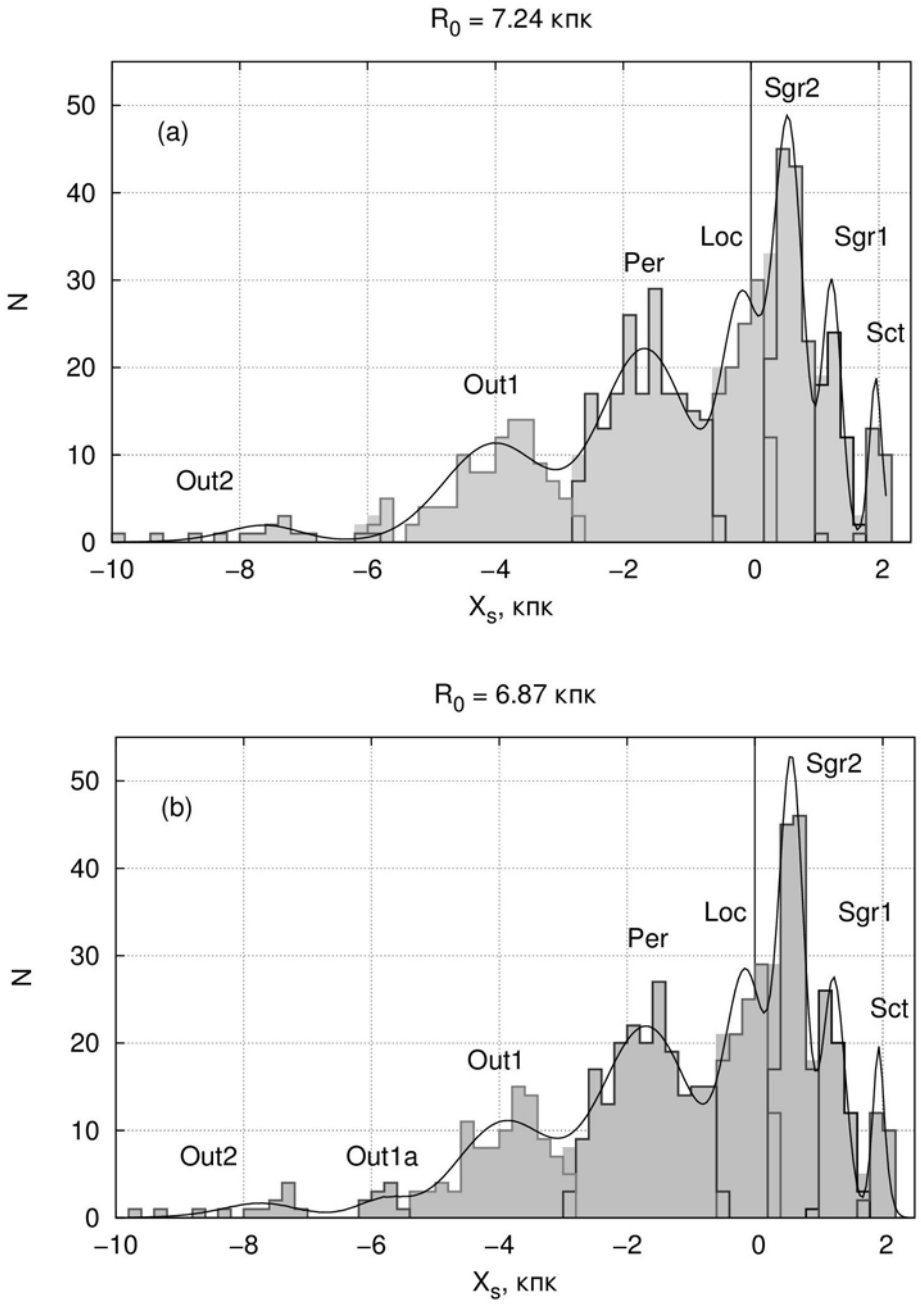


Рис. 1. Распределение значений X_s в случае 7 сегментов (a), 8 сегментов (b). Сплошной линией показана модельная функция распределения величин X_s, рассчитанная с учетом неопределенности модуля расстояний.

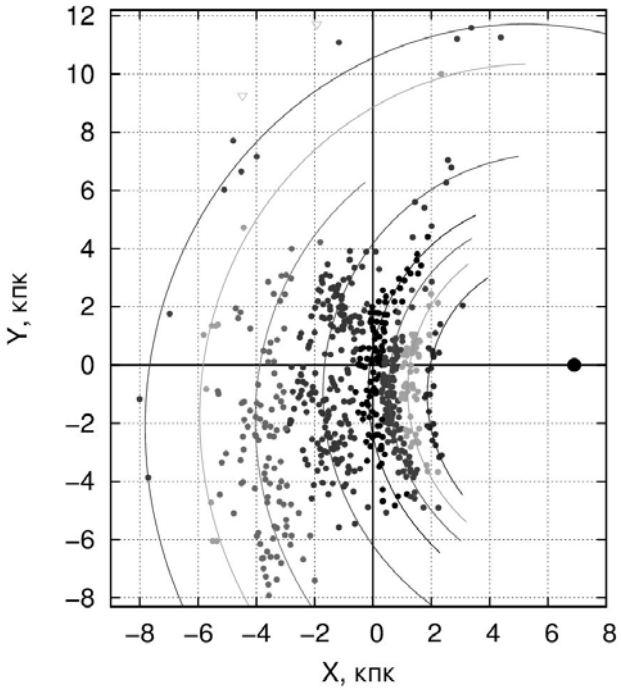


Рис. 2. Модельные сегменты и приписанные к ним цефеиды в случае восьмисегментной модели спирального узора Галактики в проекции на плоскость Галактики. Последовательность сегментов такая же, как на рис. 1. Центр Галактики – полюс сегментов – показан чёрным кружком ($R_0 = 6.90$ кпк в оригинальной шкале [3]). Треугольники изображают два отброшенных объекта.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант 18-12-00050).

Литература

1. Никифоров И.И., Веселова А.В. Геометрические аспекты и апробация определения расстояния до центра Галактики по сегментам спиральных рукавов // Письма в Астрон. журн. Т. 44. № 2. С. 102. 2018.
2. Никифоров И.И., Веселова А.В. Численное исследование статистических свойств оценки расстояния до центра Галактики по геометрии сегментов спиральных рукавов // Письма в Астрон. журн. Т. 44. № 11. 2018 (в печати).
3. Mel'nik A.M., Rautiainen P., Berdnikov L.N. et al. Classical Cepheids in the Galactic outer ring R_1R_2' // Astron. Nachr. V. 336. P. 70. 2015.
4. Дамбис А.К., Бердников Л.Н., Ефремов Ю.Н. и др. Классические цефеиды и спиральная структура Галактики // Письма в Астрон. журн. Т. 41. № 9. С. 533. 2015.
5. de Grijs R., Wicker J.E., Bono G. Clustering of Local Group distances: publication bias or correlated measurements? I. The Large Magellanic Cloud // Astron. J. V. 147. Article id. 122. 2014.

УДК 524.7 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.020

МЕЛКОМАСШТАБНЫЕ МОДЫ НА ФОНЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ДИСКООБРАЗНЫХ МОДЕЛЕЙ САМОГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ

Ганиев[1] Ж.М., Таджибаев[2] И.У.
[1] Национальный университет Узбекистана, Ташкент, Узбекистан
[2] ЧГПИ Ташкентской области, Чирчик, Узбекистан
ganiev_jakhongir@mail.ru

SMALL-SCALE MODES ON THE BACKGROUND OF NON-STATIONARY DISC-LIKE MODELS OF SELF-GRAVITATING SYSTEMS

Ganiev[1] J.M., Tadjibaev[2] I.U.
[1] National university of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan
[2] ChSPI Tashkent region, Chirchik, Uzbekistan
ganiev_jakhongir@mail.ru

We suggest that small-scale structural condensations could be formed thanks to the gravitational instabilities of particular perturbation modes. Instability of the mode with harmonics N=18, m=16 for a non- stationary disc- like model with anisotropic velocity diagrams is investigated.

Дискообразные самогравитирующие модели чаще всего применяют [1] к спиральным и линзовидным галактикам, а также к сверхскоплениям галактик, называемыми также «блинами» Зельдовича. В настоящее время весьма актуально исследование проблем происхождения и эволюции различных плоских систем на примере нестационарных вариантов [2,3] известных равновесных дискообразных моделей.

Структура же дискообразных галактик довольно многообразна, в них наблюдается как крупномасштабные структуры, так и различные мелкомасштабные образования. Процессы формирования этих структурных образований можно объяснить неустойчивостями конкретных мод возмущений, так как одним из основных физических механизмов их происхождения является именно гравитационная неустойчивость [1].

Явление гравитационной неустойчивости играет важную роль в формировании и эволюции галактик и их систем, ввиду чего в астрофизике его исследованию всегда уделяется большое внимание. В настоящее время уже выявлены многие виды гравитационных неустойчивостей для равновесных состояний гравитирующих систем на основе изучения линейной теории их устойчивости [1]. Однако до сих пор эти неустойчивости исследовались аналитически в рамках строго равновесных моделей гравитирующего диска, тогда как в реальности эти процессы происходят на фоне явно нелинейно нестационарных состояний дисковой подсистемы. Отсюда вытекает актуальность проблемы построения аналитически решаемых нестационарных само-

гравитирующих моделей и изучения явления гравитационных неустойчивостей на фоне этих нелинейно неравновесных состояний. Пришло время исследования также мелкомасштабных возмущений на фоне нестационарных дискообразных моделей.

Любая теория происхождения должна опираться на наблюдательные данные и указать на критерии, при которых могут формироваться конкретные составляющие в нестационарном диске. Поэтому в данной работе нас интересует анализ нестационарного дисперсионного уравнения (НДУ) для нелинейной модели диска с анизотропной диаграммой скоростей. С этой целью нами выполнен расчет НДУ, полученного Нуритдиновым [2], для случая мелкомасштабной моды m=16, N=18 на фоне нестационарной дискообразной модели, которое имеет вид

$$a_{\text{аниз}}(\psi)=\frac{4}{N(N^2-1)\Pi^3}\gamma_{Nm}(N-1)(N^2+N-m^2)\overline{D_N}+i\Omega m(N^2+N-m^2)d_N$$

где

$$\gamma_N^m=\frac{(N+m-1)!!(N-m-1)!!}{(N+m)!!(N-m)!!},\qquad d_N=\int_{-\infty}^{\psi}EI_N d\psi_1$$

$$\overline{D_N}=\int_{-\infty}^{\psi}EW^{N-1}\frac{dP_N}{d(\cosh)}d\psi_1,\qquad E=\Pi^3(\psi_1)S(\psi,\psi_1)a(\psi_1)$$

$$I_N=W^{N-1}\left[\frac{1}{N+2}\frac{d^2P_{N+1}}{d(\cosh)^2}-\frac{P_N}{d(\cosh)}\right]\text{tgh},\qquad W=\frac{1+\lambda\cos\psi_1}{1+\lambda\cos\psi}$$

$P_N(\cosh)$ - полином Лежандра,

$$\cosh=\frac{(\cos\psi+\lambda)(\cos\psi_1+\lambda)+(1-\lambda^2)\sin\psi\sin\psi_1}{(1+\lambda\cos\psi)(1+\lambda\cos\psi_1)}.$$

Неустойчивость этой моды колебания приводит к формированию структуры из мелких сгустков материи (рис. 1). Неустойчивость начинается со значения вириального параметра $\left(2T/|U|\right)_0\approx 0{,}066$ и доходит до 0,11, то есть занимает весьма малую область, что указывает на уменьшение области с ростом степени мелкомасштабности.

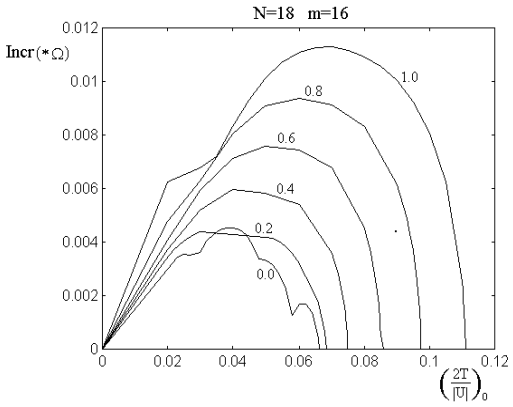


Рис. 1. Зависимость инкремента неустойчивость от вириального параметра.

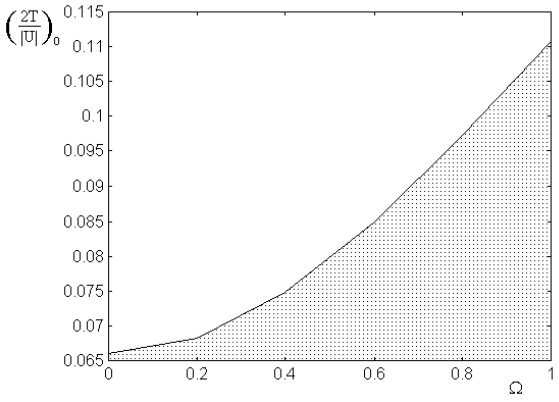


Рис. 2. Критическая зависимость вириального отношения от параметра вращения.

Отсюда можно явно наблюдать рост области неустойчивости по мере увеличения значения параметра вращения (рис. 2).

Работа выполнялась в рамках гранта № Ф-2-13 Министерства иннова-ции Республики Узбекистан.

Литература

1. Binney J., Tremaine S. Galactic Dynamics: Second Edition // ISBN 978-0-691-13026-2 (HB). Published by Princeton University Press, USA, P. 383. 2008.
2. Нуритдинов С.Н. Нелинейные модели и физика неустойчивости неравновесных бесстолкновительных самогравитирующих систем. // Автореферат диссертации на соиск. уч. степени доктора физ.-мат. наук. С.-Петербург. 1993.
3. Mirtadjieva K.T., Nuritdinov S.N. Instabilities in a nonstationary model of self-gravitating disks. IV. // Astrophysics. V. 55. P. 551–564. 2012.

УДК 524.7 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.021

ДВЕ НОВЫЕ МОДЕЛИ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ГАЛАКТИКИ И ЕЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

Гасанов С.А.
ГАИШ МГУ г.Москва, Россия
gasanov@sai.msu.ru

TWO NEW MODELS OF AN ELLIPTIC GALAXY AND ITS DYNAMICAL PARAMETERS

Gasanov S.A.
Lomonosov Moscow State University,Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

On the basis of the developed two new models, potentials and dynamic parameters of an inhomogeneous elliptical galaxy (EG) are calculated. According to these models, the EG together with the halo is considered as a two-layer inhomogeneous triaxial ellipsoidal body. The inner layer, the luminous part of the EG, is an inhomogeneous triaxial ellipsoidal body in which the baryon mass predominates. The law of distribution of the density of the luminous part of the EG is the so-called "astrophysical law". The outer part is an inhomogeneous spherical or ellipsoidal (homeoid) layer in which the dark matter predominates. A version is also investigated where proportions of dark and baryonic matter in the inner layer are comparable. To obtain accurate results, the potentials both of the luminous part of EG and of the spherical layer or the homeoid are not decomposed in an infinite series, but their exact expressions are used. Equilibrium is established and the Peebles-Ostriker stability criterion is satisfied in such dynamic system. The results are applied to ten elliptical galaxies.

Согласно созданным двум новым моделям эллиптической галактики (ЭГ), она вместе с гало представляет собой двухслойное неоднородное трехосное эллипсоидальное тело [1]. Считается, что гало ЭГ ограничено либо сферой радиуса, совпадающего с радиус-шкалой ЭГ, либо эллипсоидальной поверхностью с большой полуосью, равной ее радиус-шкале. При этом внутренний слой – светящаяся часть ЭГ (СЧ ЭГ) представляет собой неоднородное трехосное эллипсоидальное тело, в котором преобладает барионная масса. Внешняя часть является либо неоднородным сферическим слоем (Модель 3), либо неоднородным эллипсоидальным слоем (Модель 4), в которых преобладает темная материя (ТМ). Если эллипсоидальный слой (гомеоид) является однородным, то такую модель будем считать Моделью 2, если же ЭГ состоит только из светящей части, то Моделью 1. Во всех моделях считается, что СЧ ЭГ обладает «астрофизическим законом» распределения плотности. Такое название связано с законом распределения поверхностной яркости ЭГ, открытым Хабблом [2–4]. Для внешнего слоя в Модели 3 берется закон распределения плотности ТМ или профиль NFW [5], а в Модели 4 – его аналог [1]. В книге [6] рассматривается закон распределения плотности ТМ более

общего вида, из которого легко получаются профили NFW, Дэнена [7], Джаффа [8] и Хернквиста [9].

Остановимся на моделях 3 и 4, которые будем считать более близкими к современным представлениям о структуре ЭГ. В этих моделях, в зависимости от наличия ТМ во центральных областях ЭГ, рассматриваются два варианта. Вариант a): основная часть ТМ находится вне светящейся части ЭГ [10], и вариант b): содержание ТМ во внутренних областях ЭГ сравнимо с содержанием барионной массы [11–12]. В обеих моделях условные границы светящейся части ЭГ определяются по значениям величин D_{25} и R_{25}, приведенным в книге [13].

Как справедливо отмечено в [10],природа ТМ неизвестна и нет ясного понимания физической ее взаимосвязи с наблюдаемыми астрономическими объектами. Тем не менее, ее наличие в галактиках признается и подтверждается косвенно. В данной работе сделана еще одна попытка исследовать влияние ТМ на кинематику и динамику пассивно-гравитирующего тела (ПГТ) и построены модели двух типов ЭГ вместе с гало, которые не могут претендовать на полноту охвата проблемы ТМ в целом.

На основе созданных двух моделей также рассматривается задача о пространственном движении пассивно-гравитирующего тела (ПГТ) внутри такой галактики. Под ПГТ будем подразумевать звезду или центр масс шарового скопления (ШС), в движении которого учитываются притяжения светящейся части ЭГ и сферического (или эллипсоидального) слоя. В рамках этой задачи находится аналог интеграла Якоби, определяется область возможности движения ПГТ и строятся поверхности нулевой скорости. Устанавливаются тип и устойчивость в смысле Ляпунова найденных стационарных решений – точек либрации. Для получения точных результатов потенциалы светящейся части ЭГ и слоев не разлагаются в ряд, а берутся их точные выражения [1].

В настоящей работе также предлагается новый способ определения некоторых ключевых динамических параметров ЭГ на основе этих моделей. К таковым относятся: средние значения радиус-шкалы ЭГ r_s, плотностей в центре ρ_0 и на границе гало галактики ρ_s, а также ее третьей полуоси b, полная гравитационная (потенциальная) энергия W и кинетическая энергия вращения T_{rot} неоднородной ЭГ, пространственная дисперсия скоростей σ_{eff} на расстоянии эффективного радиуса галактики R_{eff}, а также среднее значение параметра β и его значение β_{eff}, соответствующее эффективному радиусу галактики. Параметр β играет ключевую роль в законах распределения плотности и поверхностной яркости Хаббла [2] и определяется для каждой ЭГ отдельно выравниванием данных фотометрии [3].

Определяется отношение $t = T_{rot}/|W|$ для десяти ЭГ, с помощью которого устанавливается равновесие и устойчивость рассматриваемой динамической

системы. Для этого необходимо выполнение критерия устойчивости $t<t_{crit}\approx 0.14 \pm 0.03$ по гипотезе Пиблса-Острайкера [14–15].

Таблица 1. Значения полных гравитационных энергий W (в Дж.) галактик и отношения $t = T/|W|$, вычисленные согласно моделям 2, 3 и 4. По моделям 3 и 4 эти значения приведены согласно вариантам a) и b)

ЭГ NGC	Модели	W (x10^{55})	t	ЭГ NGC	Модели	W (x 10^{55})	T
	2	–6.5276	0.0329		2	–1.8549	0.0377
	3	a) –1.4285	0.0964		3	a) –0.3933	0.0169
4365		b) –1.5929	0.0865	4621		b) –0.4164	0.0161
	4	a) –1.7809	0.0271		4	a) –0.3797	0.0298
		b) –2.0082	0.0239			b) –0.4072	0.0277
	2	–10.3009	0.0153		2	–5.8676	0.0278
	3	a) –1.8405	0.1034		3	a) –1.1303	0.0698
4374		b) –1.9738	0.0964	4636		b) –1.1904	0.0663
	4	a) –2.1277	0.0123		4	a) –1.1491	0.0219
		b) –2.3706	0.0112			b) –1.2387	0.0204
	2	–4.0789	0.0358		2	–11.4972	0.0228
	3	a) –0.9887	0.0898		3	a) –2.1662	0.1093
4406		b) –1.1932	0.0745	4649		b) –2.3074	0.1026
	4	a) –1.6043	0.0307		4	a) –2.4196	0.0183
		b) –1.9161	0.0257			b) –2.6527	0.0167
	2	–12.0667	0.0229		2	–1.6251	0.0572
	3	a) –2.4397	0.0859		3	a) –0.4243	0.1078
4472		b) –2.7303	0.0768	4697		b) –0.4566	0.1001
	4	a) –3.4095	0.0191		4	a) –0.3842	0.0451
		b) –3.9152	0.0166			b) –0.4078	0.0425
	2	–2.1191	0.0256		2	–8.1953	0.0051
	3	a) –0.3774	0.0238		3	a) –1.3308	0.0838
4552		b) –0.4372	0.0206	5846		b) –1.4157	0.0788
	4	a) –0.6929	0.0224		4	a) –1.6521	0.0041
		b) –0.8511	0.0018			b) –1.8472	0.0037

Как показано в Таблице 1, данный критерий устойчивости выполняется для рассматриваемой динамической системы относительно десяти ЭГ согласно модели 2 и вариантам a) и b) моделей 3 и 4.Заведомо выполняется неравенство Пуанкаре [16] для данной динамической системы. Для определения отношения t в каждой модели вычисляются полная потенциальная энергия W и полная кинетическая энергия вращения T_{rot} в виде сумм: $W = W_1 + W_2 + W_3$ и $T_{rot} = T_1 + T_2$. Здесь W_1 и T_1 – потенциальная энергия и энергия вращения СЧ ЭГ соответственно. При этом W_2 и T_2 представляют собой потенциальную энергию и энергию вращения неоднородного сферического слоя (Модель 3) или гомеоида (Модель 4), а W_3 – взаимную потенциальную энергию этого слоя или гомеоида и СЧ ЭГ соответственно. Для вычисления энергии вращения T_2 в Модели 3 можно пользоваться формулой, приведенной в книге [17], а в случае Модели 4 – в книге [4]. Необходимые формулы для вычисления W_1, W_2 и W_3, а также энергии вращения T_1 взяты из [4]. В работах [18] и

[19] приведен явный вид энергий W_1, W_2 ,W_3 и T_1, T_2, вычисленных согласно вариантам a) и b) моделей 3 и 4 (см. выше), а полученные результаты применены к десяти эллиптическим галактикам и приведены в виде рисунков и таблиц.

Литература

1. Гасанов С.А. О движении пассивно гравитирующего тела внутри неоднородной эллиптической галактики //Астрон. журн. Т.92. № 3. С. 270–288. 2015.
2. Hubble E. Distribution of luminosity in elliptical nebulae // Astrophys. J. V. 71. P. 231–276. 1930.
3. Кондратьев Б.П. Потенциалы и динамика моделей эллипсоидальных гравитирующих систем. Кандидатская диссертация. М.: 1982.
4. Кондратьев Б.П. Теория потенциала. Новые методы и задачи с решениями. М.: Мир. 2007.
5. Navarro J.F., Frenk C.S, White S.D.M. A universal density profile from hierarchial clustering // Astrophys. J. V.490. P. 493–508. 1997.
6. Binney J., Tremaine S. Galactic dynamics. Princeton University Press. 2008.
7. DehnenW. A family of potential – density pairs for spherical galaxies and bulges // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 265. P. 250–256. 1993.
8. JaffeW. A simply model for the distribution of light spherical galaxies // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 202. P. 995–999. 1983.
9. Hernquist L. An analytical model for spherical galaxies and bulges // Astrophys. J. V. 356. P. 359–364. 1990.
10. Засов А.В., Сабурова А.С., Хоперсков А.В., Хоперсков С.А. Темная материя в галактиках // Успехи физических наук. Т. 187. № 1. С. 3–44. 2017.
11. Bertin G., Saglia R.P., StiavelliM. Elliptical galaxies with dark matter. I. Self-consistent models // Astrophys. J. V. 384. P. 423–432. 1992.
12. Oguri M., Rusu C.E., Falco E.E. The stellar and dark matter distributions in elliptical galaxies from the ensemble of strong gravitational lenses // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 439. P. 2494–2504. 2014.
13. de Vaucouleurs G., deVaucouleurs A., Corwin H. et al. Third Reference Catalogue of Bright Galaxies. N.Y.: Springer-Verlag, V.2, 3. 1991.
14. OstrikerJ.P., Peebles P.J.E.A numerical study of the stability of flattened galaxies: or, can cold galaxies survive? // Astrophys. J. V. 186. P. 467–480. 1973.
15. Поляченко В.Л.,Фридман А.М.Равновесие и устойчивость гравитирующих систем. М.: Наука. 1976.
16. Poincaré H. Leçons sur les hypotheses cosmogoniques. Paris: Libraire Scientifique Hermann et fils. 1911.
17. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Механика. М.: Наука. 1979.
18. Гасанов С.А. О двух новых моделях эллиптической галактики. // Впечати. 2018.
19. Гасанов С.А. Динамические параметры неоднородной эллиптической галактики. // В печати. 2018.

УДК 524.5 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.022

ПОКРАСНЕНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ ДЛЯ ЗВЁЗД GAIA

Гончаров Г.А., Мосенков А.В.
ГАО РАН, Пулковское шоссе, 65, 196140, Санкт-Петербург, Россия
georgegontcharov@yahoo.com

REDDENING AND EXTINCTION FOR THE GAIA STARS

Gontcharov G.A., Mosenkov A.V.
Pulkovo observatory, Pulkovskoe shosse, 196140, Saint-Petersburg, Russia

We use parallaxes and photometry of the Gaia stars to compare their distribution in the Hertzsprung–Russell diagram with the PARSEC and MIST theoretical isochrones taking into account the TRILEGAL and Besancon models of the Galaxy. To take into account the reddening of stars and interstellar extinction, we use different maps and models including those by Schlegel et al., Planck, Arenou et al., Drimmel et al., Green et al., Lallement et al., Gontcharov-2012, Gontcharov-2017, etc. It is shown that 2D maps by Schlegel et al. and Planck with reddening estimates to infinity cannot provide accurate reddening estimates for the stars inside the Galactic dust layer, i.e. for the vast majority of Gaia stars. Among the 3D estimates, the ones from Gontcharov-2012 and Gontcharov-2017 better agree with the theory inside the first kiloparsec, while Green et al. (version 2018, outside it. Apparently, the reddening and extinction at high latitudes have been underestimated, being E(B-V)=0.06 for |b|>50 deg on average. The best estimates of the reddening E(B-V), extinction Av and extinction-to-reddening ratio Rv are presented as the catalogue II/354 in the Strasburg Data Center (http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/Cat?cat=II%2F354&).

Мы поместили звёзды из каталогов Gaia DR1 Tycho-Gaia Astrometric Solution (TGAS) [1] и DR2 [2] с точными параллаксами (расстояния взяты из [3]) и фотометрией на диаграмму Герцшпрунга–Рассела вместе с теоретическими изохронами PARSEC [4] и MIST [5] (Рис. 1), а также вместе с медианами теоретического распределения звёзд по модели Галактики TRILEGAL [6] (Рис. 2). Рассматриваемые звёзды находятся преимущественно в радиусе 400 пк от Солнца, где параллаксы Gaia точны. При этом использованы оценки покраснения и межзвёздного поглощения из 9 карт и моделей: [7] (SFD), [8] (PLA), [9] (AGG), [10] (DCL), [11] (GSF), [12, 13] (G12), [14] (G17) с учётом пространственных вариаций отношения поглощения к покраснению *Rv* по карте [15], [16] (CLY), [17] (SDB) и прямые оценки покраснения из распределения энергии в спектрах этих звёзд по спектроскопическим наблюдениям проекта RAVE [18] (KKS). Использованы также SFD и PLA, пересчитанные на конкретное расстояние звезды с использованием барометрического закона распределения пыли [19] в одном экваториальном слое вблизи Солнца – SFDR и PLAR.

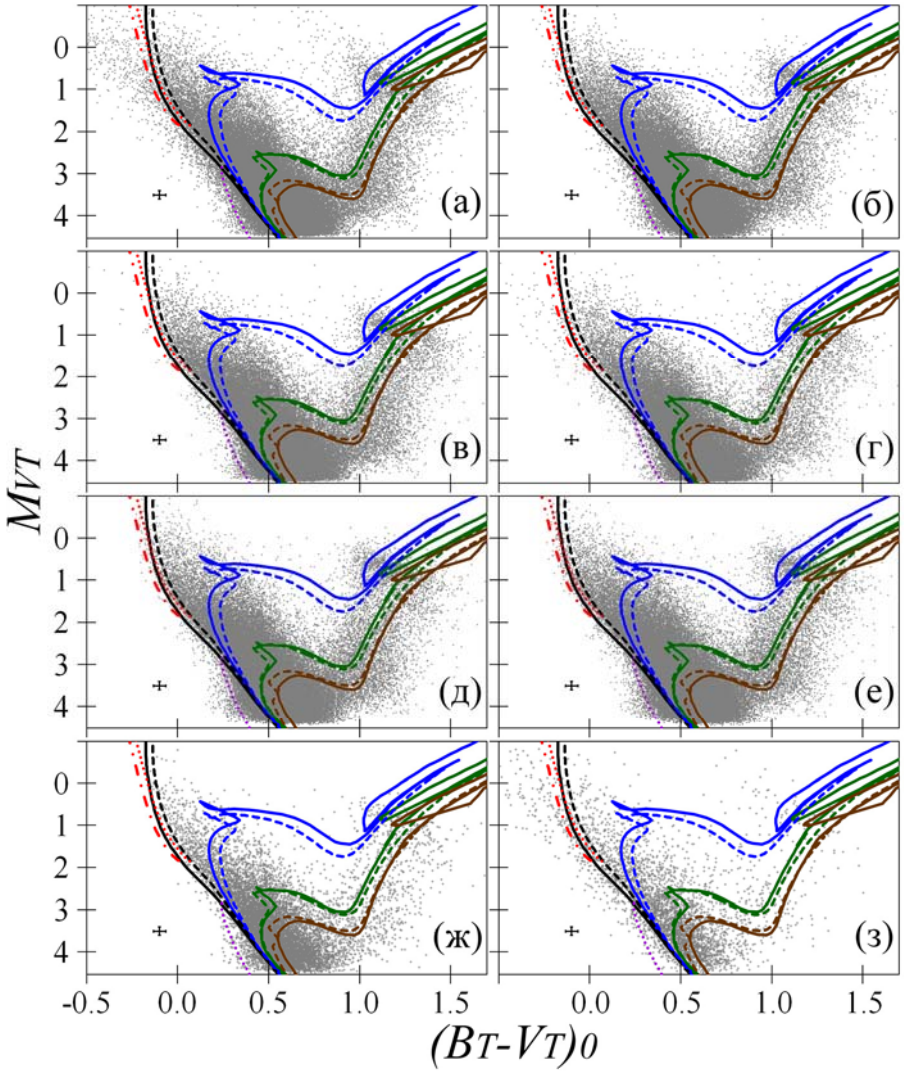


Рис. 1. Звёзды TGAS в радиусе 200 пк от Солнца на диаграмме Г–Р с учётом поглощения и покраснения из (а) PLAR, (б) AGG, (в) DCL, (г) GSF, (д) G12, (е) G17, (ж) CLY, (з) SDB. Линиями показаны изохроны для металличности из [20]: 4 пары по PARSEC (сплошная линия) и MIST (пунктир) слева направо для 0.15 (чёрные, фактически могут считаться начальной главной последовательностью, НГП), 1 (синие), 3 (зелёные) и 5 млрд. лет (коричневые); для 0.01 млрд. лет (красные, PARSEC – штрих-пунктир, MIST – пунктир, показана часть изохрон левее НГП); и для 2.5 млрд. лет, Z=0.003 (фиолетовый пунктир, показана часть изохроны левее НГП). Крест – типичная ошибка положения звезды на диаграмме из-за неопределённости параллакса и фотометрии. B_T и V_T – фотометрия из Tycho-2. Видно, что PLAR, GSF и SDB ошибочно помещают много звёзд левее изохрон 0.01 млрд. лет, где звёзд быть не должно; DCL и CLY почти не показывают звёзд моложе 0.15 млрд. лет, что также не соответствует теории, и по сравнению с TRILEGAL и Безансонской моделью Галактики [21] показывают слишком много гигантов старше 5 млрд. лет и субгигантов. Наилучшее согласие облака точек и изохрон видно для G17, чуть хуже – для AGG и G12. Не показанные здесь графики для SFD, PLA, SFDR схожи с PLAR, а для KKS – с CLY.

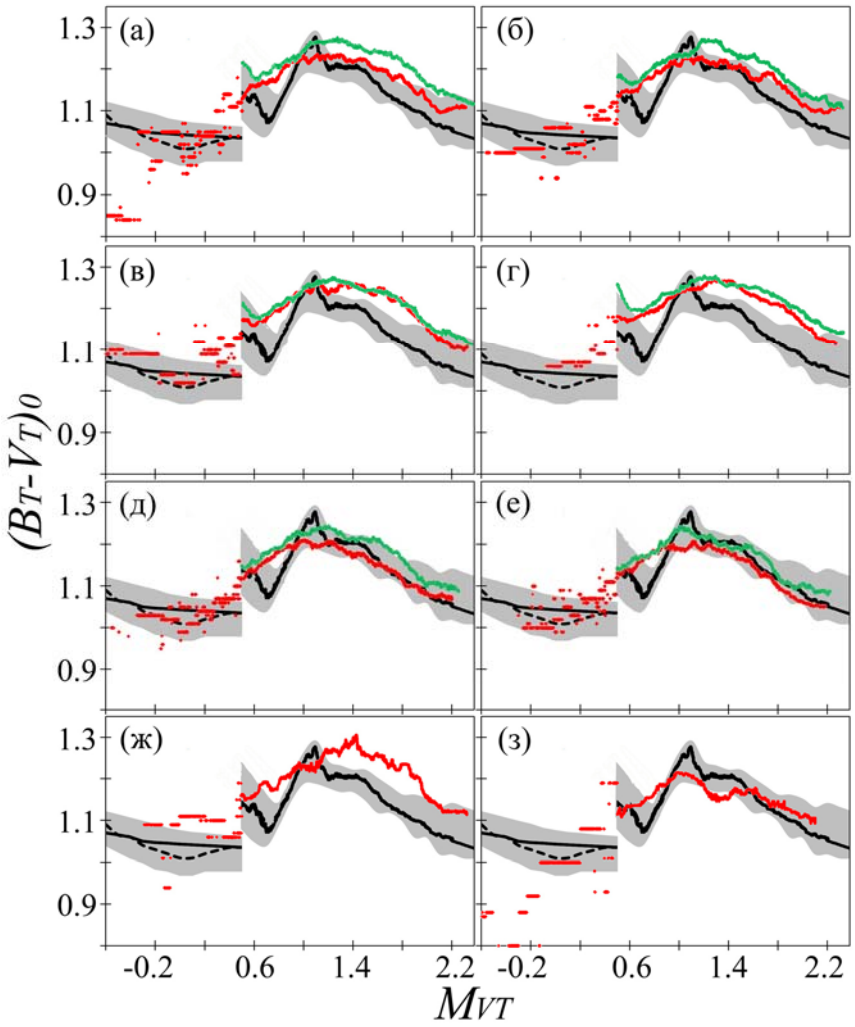


Рис. 2. Диаграмма Г–Р для гигантов в радиусе 415 пк от Солнца (повёрнута на 90° относительно обычного представления): чёрные кривые с широкой серой полосой – теоретическое положение на основе PARSEC, MIST и TRILEGAL, красная (тёмно-серая) и зелёная (светло-серая) кривые – медианы распределения реальных звёзд для $|b|<50°$ и $|b|>50°$, соответственно, с учётом поглощения и покраснения из (а) PLAR, (б) AGG, (в) DCL, (г) GSF, (д) G12, (е) G17, (ж) CLY, (з) SDB. При согласии данных с теорией красная и зелёная кривые должны быть внутри широкой серой полосы. Наилучшее согласие видно для G12 и G17. Не показанные здесь графики для SFD, PLA, SFDR схожи с PLAR, а для KKS – с CLY.

Некоторые результаты этого исследования опубликованы в [22–24]. По ним значения $E(B–V)$, Rv и Av из G17, как наиболее точные, присвоены 730,496 звёздам Gaia в радиусе 415 пк от Солнца и представлены нами в каталоге II/354 в Страсбургской базе данных.

Выводы:

1. Двумерные карты полного покраснения на основе ИК эмиссии пыли (SFD и PLA) не учитывают расстояний и поэтому не могут учесть неоднородное распределение пыли вблизи Солнца. В результате они дают ошибочные оценки внутри галактического слоя пыли, т.е. для подавляющего боль-

шинства звёзд Gaia. Эти оценки сохраняют очень низкую точность и при пересчёте покраснения/эмиссии с бесконечности на конкретное расстояние звезды с использованием барометрического закона распределения пыли в одном слое при любых разумных параметрах слоя.

2. Внутри ближайшего килопарсека наилучшее согласие между теоретическим и эмпирическим распределением звёзд дают модель G12 и карта G17, благодаря явному учёту неоднородного распределения пыли вблизи Солнца, а вне ближайшего килопарсека - карта GSF версии 2018 года, благодаря использованию фотометрии далёких звёзд.

3. В высоких галактических широтах ($|b|>50°$, зелёные кривые на Рис. 2) среднее покраснение, дающее наилучшее согласие между данными и теорией, зависит от принятой металличности Солнца Z: при Z=0.015 имеем $E(B–V)$=0.06, и наиболее верны оценки G17; при Z=0.018 имеем $E(B–V)$=0.04, и наиболее верны оценки GSF; при Z=0.021 имеем $E(B–V)$=0.02. Однако современные теоретические модели тяготеют к значению Z=0.015.

4. Непосредственные оценки покраснения и поглощения из распределения энергии в спектрах этих звёзд по спектроскопическим наблюдениям проекта RAVE не точнее оценок, полученных при интерполировании трёхмерных карт и моделей покраснения и поглощения.

Литература

1. Michalik D., Lindegren L., Hobbs D. The Tycho–Gaia astrometric solution. How to get 2.5 million parallaxes with less than one year of Gaia data // Astron. and Astrophys. V. 574. P. A115. 2015.
2. Gaia Collaboration et al. Gaia Data Release 2: Summary of the contents and survey properties // Astron. and Astrophys. V. 616. P. A1. 2018.
3. Astraatmadja T.L., Bailer-Jones C.A.L. Estimating distances from parallaxes. III. Distances of two million stars in the Gaia DR1 catalogue // Astrophys. J. V. 833. P. 119–124. 2016.
4. Bressan A., Marigo P., Girardi L. et al. PARSEC: Stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste stellar evolution code // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 427. P. 127–145. 2012.
5. Dotter A. MESA isochrones and stellar tracks (MIST) 0: Methods for the construction of stellar isochrones // Astrophys. J. Suppl. Ser.. V. 222. P. 8–18. 2016.
6. Girardi L., Groenewegen M.A.T., Hatziminaoglou E., da Costa L. Simulating from very deep to very shallow photometric surveys with the TRILEGAL code // Astron, and Astrophys. V. 436. P. 895-915. 2005.
7. Schlegel D.J., Finkbeiner D.P., Davis M. Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and cosmic microwave background radiation foregrounds // Astrophys. J. V. 500. P. 525–553. 1998.
8. Meisner A.M., Finkbeiner D.P. Modeling thermal dust emission with two components: Application to the Planck high frequency instrument // Astrophys. J. V. 798. P. 88–106. 2015.
9. Arenou F., Grenon M., Gomez A. A tridimensional model of the galactic interstellar extinction // Astron. and Astrophys. V. 258. P. 104-111. 1992.
10. Drimmel R., Cabrera-Lavers A., Lopez-Corredoira M. A three-dimensional galactic extinction model // Astron. and Astrophys. V. 409. P. 205–215. 2003.

11. Green G.M., Schafly E.F., Finkbeiner D. et al. Galactic reddening in 3D from stellar photometry – an improved map // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 478. P. 651-666. 2018.
12. Гончаров Г.А. Влияние пояса Гулда на межзвездное поглощение // Письма в АЖ. Т. 35. № 11. С. 862–872. 2009.
13. Гончаров Г.А. Трехмерная карта межзвездного поглощения в ближайшем килопарсеке // Письма в АЖ. Т. 38. № 2. С. 108–121. 2012.
14. Гончаров Г.А. Трехмерная карта покраснения звезд по фотометрии 2MASS: улучшенная версия // Письма в АЖ. Т. 43. № 7. С. 521–537. 2017.
15. Гончаров Г.А. Вариации закона межзвездного поглощения в ближайшем килопарсеке // Письма в АЖ. Т. 38. № 1. С. 15–27. 2012.
16. Chen B.-Q., Liu X.-W., Yuan H.-B. et al. A three-dimensional extinction map of the Galactic anticentre from multiband photometry // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 443. P. 1192–1210. 2014.
17. Sale S.E., Drew J.E., Barentsen G. et al. A 3D extinction map of the northern Galactic plane based on IPHAS photometry // MNRAS. V. 443. P. 2907–2922. 2014.
18. Kunder A., Kordopatis G., Steinmetz M. et al. The Radial Velocity Experiment (RAVE): Fifth data release // Astron. J. V. 153. P. 75–104. 2017.
19. Паренаго П.П. // Курс звездной астрономии (М.: ГИТТЛ, 1954).
20. Haywood M. Revisiting two local constraints of the Galactic chemical evolution // MNRAS. V. 371. P. 1760–1776. 2006.
21. Czekaj M.A., Robin A.C., Figueras F. et al. The Besançon Galaxy model reviewed. I. Constraints on the local star formation history from Tycho data // Astron. and Astrophys. V. 564. P. A102. 2014.
22. Gontcharov G.A., Mosenkov A.V. On the discrepancy between asteroseismic and Gaia DR1 TGAS parallaxes // MNRAS. V. 470. P. L97–L101. 2017.
23. Gontcharov G.A., Mosenkov A.V. Verifying reddening and extinction for Gaia DR1 TGAS main sequence stars // MNRAS. V. 472. P. 3805-3820. 2017.
24. Gontcharov G.A., Mosenkov A.V. Verifying reddening and extinction for Gaia DR1 TGAS giants // MNRAS. V. 475. P. 1121–1130. 2018.

УДК 524.4 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.023

ХАРАКТЕРИСТИКИ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИКИ ИЗ СОПОСТАВЛЕНИЯ С ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ ИЗОХРОНАМИ

Гончаров Г.А., Мосенков А.В.
ГАО РАН, Пулковское шоссе, 65, 196140, Санкт-Петербург, Россия
georgegontcharov@yahoo.com

SOME CHARACTERISTICS OF THE GALACTIC GLOBULAR CLUSTERS BASED ON A COMPARISON WITH THE THEORETICAL ISOCHRONES

Gontcharov G.A., Mosenkov A.V.
Pulkovo observatory, Pulkovskoe shosse, 196140, Saint-Petersburg, Russia

This is the first study from a series on the determination of the distances, ages and extinction laws (extinction versus wavelength dependence) for the Galactic globular clusters from the comparison of their multi-color photometry with the theoretical isochrones. For the globular cluster NGC 5904 (M5), we use 24-band photometry from the UV to mid-IR range, unprecedented in accuracy and richness, presenting the H–R diagram from the tip of the red giant branch to the red part of the main sequence. The basis of this study is the space-borne observations by the Hubble, Gaia, and WISE telescopes. We use some new PARSEC, MIST, DSEP and BaSTI isochrones, for solar-scaled metallicity as well as for higher He and alpha-elements abundances. Based on spectroscopic measurements, we accept [Fe/H]=–1.33. We obtain: the distance 7.4±0.3 kpc, true distance modulus (m_0–M)=14.60±0.11, age 12±1 Gyr, extinction Av=0.24±0.05, reddenings E(B–V)=0.054±0.018 and E(J–Ks)=0.050±0.011. The derived distance agrees with the commonly accepted 7.5 kpc (in the Harris catalogue), but considerably deviates from the result of Gaia DR2 (8.8 kpc). A similar effect appears for other Galactic globular clusters, which may indicate a systematic error of the Gaia DR2 parallaxes of the order of 0.02 mas for this crowded field. The derived extinction law differs from the standard one of Cardelli-Clayton-Mathis 1989 with Rv=3.1, mainly by much higher extinction in the range from 770 to 3300 nm, i.e. between Gaia DR2 RP and WISE W1 bands. As a result, the true extinction in the optical range is about 2.5 times higher than the commonly accepted value (Av=0.24 instead of 0.09 from the Harris catalogue). Similar deviations of the extinction law from the standard one are supposed by us for many Galactic globular clusters.

Безошибочные теоретические изохроны вместе с неким принятым законом поглощения (зависимостью поглощения от длины волны λ) при аппроксимировании диаграмм цвет – величина для множества фотометрических полос должны давать для шарового скопления (ШС) с однородным населением единое значение расстояния *R*, возраста, металличности и её отклонения от солнечной шкалы (т.е. насыщения гелием и α-элементами), но своё значения покраснения для каждой пары полос. Зависимость этих покраснений от λ показывает отличие реального закона поглощения в направлении ШС от принятого. При этом малый разброс найденных покраснений относительно некой гладкой функции говорит об адекватности изохрон, а согласие этих гладких функций для изохрон, основанных на разных моделях, под-

тверждает реальность отклонения закона поглощения от принятого. Мы планируем найти этим методом законы поглощения для 21 галактического ШС с большими разногласиями в оценках покраснения: NGC 1904, 5272, 5824, 5897, 5904, 6093, 6101, 6287, 6366, 6402, 6584, 6652, 6681, 6723, 6752, 7006, ESO280-SC06, IC 1257, Pal 5, Terzan 7, ω Cen.

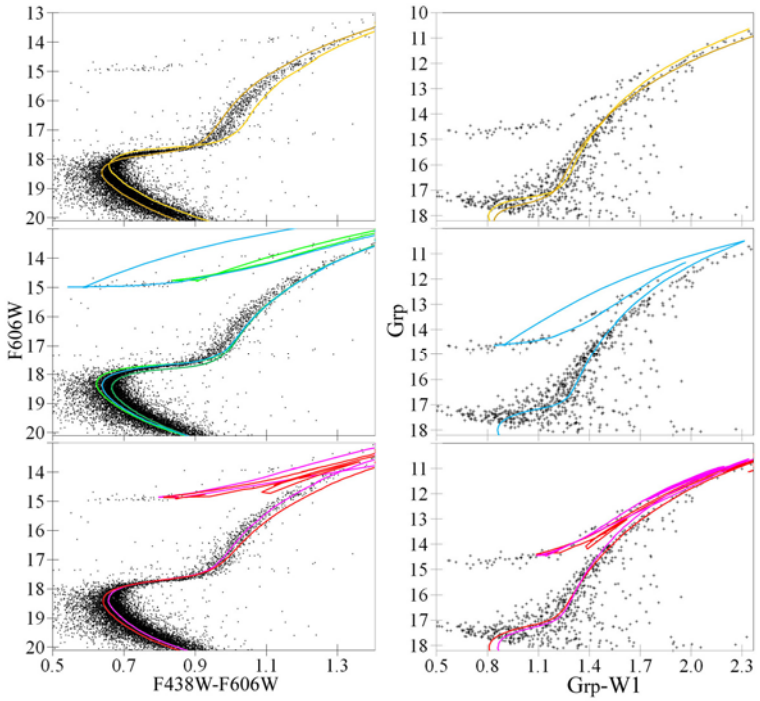


Рис. 1. Примеры двух диаграмм цвет – величина для NGC 5904. Наилучшая аппроксимация изохронами DSEP (верхний график, солнечная шкала металличности – жёлтая, повышенный He и α-элементы – коричневая); BaSTI (средний график) – старая версия (солнечная шкала – светло-зелёная, повышенный He и α-элементы – тёмно-зелёная) и новая версия (солнечная шкала – голубая); PARSEC (нижний график, солнечная шкала – фиолетовая); MIST (нижний график, солнечная шкала – красная). Видна успешная аппроксимация изохронами всех основных областей диаграммы. Видно также, что изохроны для солнечной шкалы и повышенного содержания He и α-элементов довольно близки друг к другу. Найденные здесь покраснения весьма велики: E(*F438W–F606W*)=0.09±0.01 и E(G_{RP}–*W1*)=0.150±0.025 в среднем.

Галактическое ШС NGC 5904 с координатами α=15^{h}19^m, δ=+20°41', l=3.9°, b=+46.8° (общепринятые значения из каталога Харриса [1]: *R*=7.5 кпк, $(m–M)_V$=14.46, *E*(*B–V*)=0.03) выбрано нами из-за богатой фотометрии, надёжной металличности, отсутствия разделения на несколько популяций, малого покраснения, но разногласий в оценках покраснения [2–4]:

E(*B–V*)=0.006±0.02	[5]	*E*(*B–V*)=0.040±0.03	[9]
E(*B–V*)=0.015±0.04	[6]	*E*(*B–V*)=0.066±0.02	[10]
E(*B–V*)=0.031±0.02	[7]	*E*(*B–V*)=0.100±0.04	[11, 12]
E(*B*-*V*)=0.035±0.03	[8]	*E*(*B–V*)=0.120±0.04	[13]

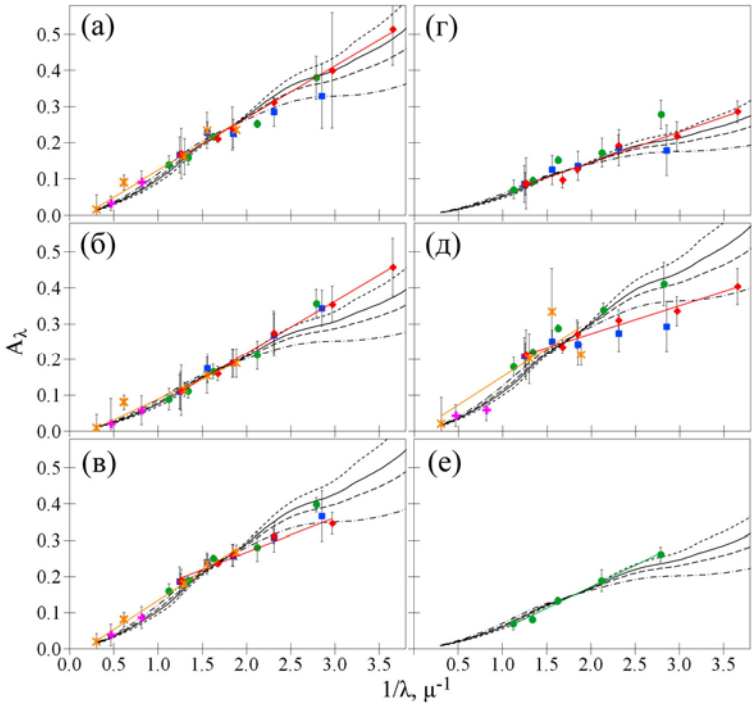


Рис. 2. Законы поглощения, полученные из сопоставления данных с изохронами (а) PARSEC, (б) MIST, (в) DSEP, (г) старая версия BaSTI, (д) новая версия BaSTI, (е) APM. Результаты Hubble и их аппроксимация - красные ромбы и линия, Gaia + WISE и их аппроксимация - жёлтые снежинки и линия с дополнительной снежинкой для полосы UKIDSS *H*, фотометрия *UBVRI* - синие квадраты, фотометрия SDSS - зелёные круги с аппроксимацией линией для APM, фотометрия *J* и *Ks* - фиолетовые кресты. Пунктир, сплошная кривая, длинный пунктир и штрих-пунктир показывают закон поглощения CCM89 с Rv=2.6, 3.1, 3.6 и 5, соответственно. Видно, что все наборы с данными Gaia + WISE (жёлтые знаки) показывают большое покраснение $E(G_{RP}–W1)$=0.15 в среднем, и с этим хорошо согласуются остальные результаты для этих длин волн (остальные знаки близки к жёлтой линии). Именно это обеспечивает общее большое поглощение для NGC 5904 и отклонение закона поглощения от стандартного: поглощение в *W1* мало, поэтому $E(G_{RP}–W1)$=0.15 означает поглощение в полосе G_{RP} 0.15, в то время как общепринятое $E(B–V)$=0.03 с Rv=3.1 даёт всего лишь Av=0.09.

Мы использовали фотометрию более 50 тысяч звёзд скопления NGC 5904 в полосах *F275W, F336W, F438W, F555W, F606W* и *F814W* приборов HST/WFC3, HST/WFPC2 и HST/ACS телескопа Hubble [14–17]; G_{BP}, G и G_{RP} телескопа Gaia [18]; *u, g, r, i, z* обзора SDSS [19]; *H* телескопа UKIDSS; *J* и *Ks* телескопов NTT и TNG [20]; *W1* телескопа WISE и компиляцию наблюдений в полосах *U, B, V, R, I* [21] – всего 24 полосы между 244 (ультрафиолет) и 4071 нм (средний инфракрасный). Эти данные на диаграммах цвет – величина" аппроксимировались изохронами по моделям PARSEC [22], MIST [23], DSEP [23], BaSTI старой версии [24], BaSTI новой версии [24] и модели APM [18] – примеры даны на Рис. 1. Принята металличность [Fe/H]=–1.33±0.06 из спектроскопических наблюдений [25]. Законы поглощения, полу-

ченные из сопоставления данных с 6 моделями/изохронами, показаны на Рис. 2.

Выводы:

1. Наиболее вероятные оценки для ШС NGC 5904: R=7.4±0.3 кпк, (m_0–M)=14.60±0.11, возраст 12±1 млрд. лет, Av=0.24±0.05, $E(B–V)$=0.054±0.018, $E(J–Ks)$=0.050±0.011. С общепринятыми согласуются все эти оценки, кроме Av и $E(J–Ks)$, что вызвано отличием наблюдаемого закона поглощения от стандартного [26] с Rv=3.1. Наблюдаемый закон близок к стандартному с Rv=4.4 и дополнительным серым (независящим от длины волны) поглощением около 0.03^m.

2. Найденное расстояние 7.4±0.3 кпк согласуется с общепринятым 7.5 кпк, но сильно отличается от результата Gaia DR2: параллакс 0.1135±0.001 mas, т.е. 8.8±0.1 кпк, (m_0-M)=14.73±0.02. Gaia DR2 завышает по сравнению с общепринятыми расстояния почти для всех галактических ШС, что говорит о систематической ошибке параллаксов Gaia для ШС около 0.02 mas.

Литература

1. Harris W.E. A catalog of parameters for globular clusters in the Milky Way // Astron. J. V. 112. P. 1487–1488. 1996.
2. Gontcharov G.A., Mosenkov A.V. On the discrepancy between asteroseismic and Gaia DR1 TGAS parallaxes // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 470. P. L97–L101. 2017.
3. Gontcharov G.A., Mosenkov A.V. Verifying reddening and extinction for Gaia DR1 TGAS main sequence stars // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 472. P. 3805-3820. 2017.
4. Gontcharov G.A., Mosenkov A.V. Verifying reddening and extinction for Gaia DR1 TGAS giants // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 475. P. 1121–1130. 2018.
5. Green G.M., Schafly E.F., Finkbeiner D.et al. A three-dimensional map of Milky Way dust // Astrophys. J. V. 810. P. 25-47. 2015.
6. Arenou F., Grenon M., Gomez A. A tridimensional model of the galactic interstellar extinction // Astron. and Astrophys. V. 258. P. 104-111. 1992.
7. Meisner A.M., Finkbeiner D.P. Modeling thermal dust emission with two components: Application to the Planck high frequency instrument // Astrophys. J. V. 798. P. 88–106. 2015.
8. Drimmel R., Cabrera-Lavers A., Lopez-Corredoira M. A three-dimensional galactic extinction model // Astron. and Astrophys. V. 409. P. 205–215. 2003.
9. Schlegel D.J., Finkbeiner D.P., Davis M. Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and cosmic microwave background radiation foregrounds // Astrophys. J. V. 500. P. 525–553. 1998.
10. Green G.M., Schafly E.F., Finkbeiner D. et al. Galactic reddening in 3D from stellar photometry – an improved map // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 478. P. 651-666. 2018.
11. Гончаров Г.А. Влияние пояса Гулда на межзвездное поглощение // Письма в АЖ. Т. 35. № 11. С. 862–872. 2009.
12. Гончаров Г.А. Трехмерная карта межзвездного поглощения в ближайшем килопарсеке // Письма в АЖ. Т. 38. № 2. С. 108–121. 2012.
13. Гончаров Г.А. Трехмерная карта покраснения звезд по фотометрии 2MASS: улучшенная версия // Письма в АЖ. Т. 43. № 7. С. 521–537. 2017.

14. Layden A.C., Sarajedini A., von Hippel T., Cool A.M. Deep photometry of the globular cluster M5: Distance estimates from white dwarf and main-sequence stars // Astrophys. J. V. 632. P. 266–276. 2005.
15. Piotto G., Milone A.P., Bedin L.R. et al. The Hubble Space Telescope UV legacy survey of galactic globular clusters. I. Overview of the project and detection of multiple stellar populations // Astron. J. V. 149. P. 91–118. 2015.
16. Sarajedini A., Bedin L.R., Chaboyer B. et al. The ASC survey of galactic globular clusters. I. Overview and clusters without previous Hubble Space Telescope photometry // Astron. J. V. 133. P. 1658–1672. 2007.
17. Soto M., Bellini A., Anderson J. et al. The Hubble Space Telescope UV legacy of galactic globular clusters. VIII. Preliminary public catalog release // Astron. J. V. 153. P. 19–28. 2015.
18. Gaia Collaboration et al. Gaia Data Release 2: Summary of the contents and survey properties // Astron. and Astrophys. V. 616. P. A1. 2018.
19. An D., Pinsonneault M.H., Masseron T. et al. Galactic globular and open clusters in the Sloan digital sky survey. II. Test of theoretical stellar isochrones. // Astrophys. J. V. 700. P. 523–544. 2009.
20. Coppola G., Dall'Ora M., Ripepi V. et al. Distance to galactic globulars using the near-infrared magnitudes of RR Lyrae stars – IV. The case of M5 (NGC 5904) // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 416. P. 1056–1066. 2011.
21. Viaux N.. Catelan M., Stetson P.B. et al. Particle-physics constraints from the globular cluster M5: neutrino dipole moments // Astron. and Astrophys. V. 558. P. A12. 2013.
22. Bressan A., Marigo P., Girardi L. et al. PARSEC: Stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste stellar evolution code // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 427. P. 127–145. 2012.
23. Dotter A. MESA isochrones and stellar tracks (MIST) 0: Methods for the construction of stellar isochrones // Astrophys. J. Suppl. Ser.. V. 222. P. 8–18. 2016.
24. Pietrinferni A., Cassisi S., Salaris M., Hidalgo S. The BaSTI stellar evolution database: models for extremely metal-poor and super-metal-rich stellar popularions // Astron. and Astrophys. V. 558. P. A46. 2013.
25. Carretta E., Bragaglia A., Gratton R. et al. Intrinsic iron spread and a new metallicity scale for globular clusters // Astron. and Astrophys. V. 508. P. 695–706. 2009.
26. Cardelli J.A., Clayton G.C., Mathis J.S. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction // Astrophys. J. V. 345. P. 245-256. 1989.

УДК 524.5 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.024

МЕЖЗВЕЗДНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В МЕСТНОМ ПУЗЫРЕ И ПОЯСЕ ГУЛДА ПО ДАННЫМ GAIA DR2

Гончаров Г.А., Мосенков А.В.
ГАО РАН, Пулковское шоссе, 65, 196140, Санкт-Петербург, Россия
georgegontcharov@yahoo.com

INTERSTELLAR POLARIZATION IN THE LOCAL BUBBLE AND THE GOULD BELT BASED ON GAIA DR2 DATA

Gontcharov G.A., Mosenkov A.V.
Pulkovo observatory, Pulkovskoe shosse, 196140, Saint-Petersburg, Russia

We have compiled the all-sky data on optical interstellar linear polarization from 13 data sources for 6420 stars without considerable intrinsic polarization from Gaia DR2 within 500 pc from the Sun. We display these data versus the stellar reddening estimates from five 3D maps and models. We have considered variations of the polarization degree P, its positional angle θ, reddening E(B–V), and polarization efficiency P/E(B–V) with the Galactic coordinates l and b, distance R, and dereddened color. A border between the Local Bubble with lower polarization and the Gould Belt with higher polarization can be drawn at P=0.1%. P has a maximum at the mid-plane of the Gould Belt, but not at the Galactic mid-plane. Too high values of P/E(B–V) from the reddening maps/models of Arenou et al., Drimmel et al., and Lallement et al. in some regions of space lead us to suggest that the reddening is systematically underestimated in these cases. The most reliable maps/models show nearly similar dust volume density E(B–V)/R everywhere in the space under consideration. The drop of P inside, compared to outside, the Bubble together with constant E(B–V)/R, i.e. dust volume density everywhere within 500 pc can be explained by a much lower volume density of neutral gas, a much higher volume density of ionized gas, the same volume density of dust, and the same gas/dust ratio inside, compared to outside, the Bubble. In the Belt, all variations of P and E(B–V) dependent on dereddened color and coordinates compensate each other, resulting in a nearly constant P/E(B–V), including a variation for different stellar spectral classes. In the Bubble, θ demonstrates a chaotic behaviour, while the Belt is dominated by a giant envelope of aligned dust oriented nearly along the Local interstellar tunnel.

Мы объединили в крупнейшей компиляции данных по межзвёздной оптической линейной поляризации 6898 значений степени поляризации P для 6420 звёзд и 5742 значений позиционного угла θ для 5372 звёзд Gaia DR2 в радиусе 500 пк от Солнца. Данные поляризации взяты из 13 источников – [1–4] и др. Отобраны точные измерения ($\sigma(P)/P<0.7$ или $P=0$ при $\sigma(P)<0.04\%$; $\sigma(\theta)<20°$), тщательно исключены звёзды с собственной поляризацией (120 звёзд Be из [5], 161 звезда с ИК избытком из [6] и других публикаций, а также 148 звёзд, заподозренных нами) и показано, что измерения P и θ из разных источников для одних и тех же звёзд согласуются, позволяя объединить все данных.

Точные параллаксы (расстояния взяты из [7]) и фотометрия в полосах G_{BP} и G_{RP} Gaia DR2 [8], а также оценки $E(B–V)$ из пяти наиболее точных [9–11] в этой области пространства трёхмерных карт и моделей покраснения [12–16] (обозначенных AGG, DCL, G12, G17, и LVV, соответственно) с учётом трёхмерной карты пространственных вариаций $Rv=Av/E(B–V)$ [17] позволили нам проанализировать вариации P, θ, P/R, $E(B–V)$, $E(B–V)/R$ (объёмную пространственную плотность пыли) и $P/E(B–V)$ (эффективность поляризации) в зависимости от координат l, b, R и нормального цвета $(G_{BP}–G_{RP})_0$ звёзд. Отметим, что популярные карты [18–20] не дают точных оценок покраснения при R<300 пк, т.е. для большинства рассматриваемых звёзд, и поэтому не использовались нами.

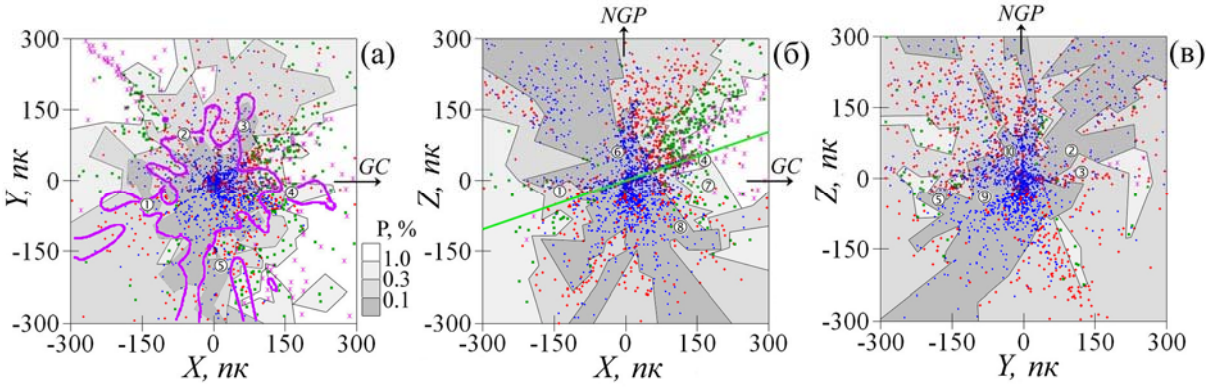


Рис. 1. Распределение звёзд вдоль координат XYZ в слоях (а) –60<Z<60 пк, (б) –60<Y<60 пк, (в) –60<X<60 пк. Звёзды с P<0.1, 0.1<P<0.33, 0.33<P<1 и P>1 % показаны синими точками, красными крестами, зелёными квадратами и фиолетовыми снежинками, соответственно, а области их преобладания – четырьмя градациями серого цвета. Наиболее тёмная область – Местный Пузырь, включающий центральную полость и «дымоходы» в экваториальных широтах 6-го октанта, северных высоких широтах 2-го квадранта и южных высоких широтах 4-го квадранта. Фиолетовая толстая кривая показывает контур объёмной плотности Na I $\lg(n_{NaI})$=-9.1 см$^{-3}$ из [21], с которым контур P=0.1% хорошо согласуется. Зелёная прямая – средняя плоскость пояса Гулда: видно, что области максимальной P (белая тонировка, зелёные и фиолетовые символы) расположены вдоль Пояса Гулда. GC – направление на центр Галактики, NGP – направление на северный полюс Галактики. Цифры показывают положение звёзд для ориентации: 1 – Бетельгейзе, 2 – Полярная, 3 – Альбирео, 4 – Антарес, 5 – Авиор, 6 – Тубан, 7 – Шаула, 8 – β Ind, 9 – Канопус и 10 – Спика.

Выводы:

1. В Местном Пузыре степень поляризация P и объёмная плотность нейтрального газа в несколько раз меньше, чем вне его. Границу Пузыря можно провести по P=0.1%. Общая объёмная плотность газа (нейтрального и ионизованного), объёмная плотность пыли $E(B–V)/R$ и соотношение газа и пыли, видимо, не меняются при выходе из Пузыря наружу. Таким образом,

Пузырь является областью пониженной поляризации, но не областью пониженного покраснения звёзд и межзвёздного поглощения.

2. Степень поляризации P максимальна около срединной плоскости Пояса Гулда, а не около галактического экватора.

3. Слишком высокие значения $P/E(B–V)>9.3\%$ по картам/моделям покраснения AGG, DCL и LVV для 17, 18 и 34% звёзд, соответственно, в некоторых областях пространства либо заставляют полностью отвергнуть известный «предел Serkowski» $P/E(B–V)<9.3\%$ [22], либо признать систематическую недооценку покраснения этими картами/моделями.

4. Вне Пузыря вариации P и $E(B–V)$ в зависимости от координат и цвета звезды компенсируют друг друга, давая в результате примерно постоянную $P/E(B–V)$, в том числе и для звёзд OB и гигантов M.

5. В Пузыре позиционный угол поляризации θ и магнитное поле ориентированы хаотически, а вне его при $|b|>30°$ доминирует гигантская (более 300 × 200 × 100 пк) оболочка из пылинок, ориентированных вдоль Местного межзвёздного туннеля (между $l=40°$ и $l=250°$). Облако Маркканена [23], North Polar Spur [16] и другие высокоширотные структуры являются частями этой оболочки.

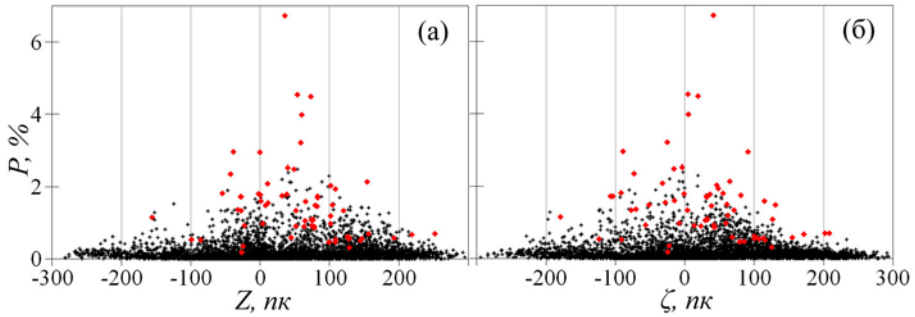


Рис. 2. Распределение подвыборки с $R<300$ пк вдоль (а) Z и (б) координаты поперёк Пояса Гулда ζ, аналогичной Z в системе координат Пояса. Звёзды с $P/E(B–V)>9.3\%$ показаны красными ромбами. Видно, что распределение центрировано относительно $\zeta=0$ (т.е. срединной плоскости Пояса Гулда), но не $Z=0$.

Литература

1. Berdyugin A., Piirola V., Teerikorpi P. Interstellar polarization at high galactic latitudes from distant stars. VIII. Patterns related to the local dust and gas shells from observations of ~3600 stars // Astron. and Astrophys. V. 561. P. A24. 2014
2. Heiles C. 9286 stars: an agglomeration of stellar polarization catalogs // Astron. J. V. 119. P. 923-927. 2000.
3. Leroy J.L. Interstellar dust and magnetic field at the boundaries of the Local Bubble. Analysis of polarimetric data in the light of HIPPARCOS parallaxes // Astron. and Astrophys.V. 346. P. 955–960. 1999.
4. Santos F.P., Corradi W., Reis W. Optical polarization mapping toward the interface between the Local Cavity and Loop I // Astrophys. J. V. 728. P. 104–117. 2011.

5. Yudin R.V. Statistical analysis of intrinsic polarization, IR excess and projected rotational velocity distributions of classical Be stars // Astron. and Astrophys. V. 368. P. 912–931. 2001.
6. McDonald I., Zijlstra A.A., Watson R.A. Fundamental parameters and infrared excesses of Tycho–Gaia stars // Monthly Notices of Roy. Astron. Soc. V. 471. P. 770–812. 2017.
7. Bailer-Jones C.A.L., Rybizki J., Fouesneau M. et al. Estimating distance from parallaxes. IV. Distances to 1.33 billion stars is Gaia Data Release 2 // Astron. J. V. 156. P. 58–72. 2018.
8. Gaia Collaboration et al. Gaia Data Release 2: Summary of the contents and survey properties // Astron. and Astrophys. V. 616. P. A1. 2018.
9. Gontcharov G.A., Mosenkov A.V. On the discrepancy between asteroseismic and Gaia DR1 TGAS parallaxes // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 470. P. L97–L101. 2017.
10. Gontcharov G.A., Mosenkov A.V. Verifying reddening and extinction for Gaia DR1 TGAS main sequence stars // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 472. P. 3805-3820. 2017.
11. Gontcharov G.A., Mosenkov A.V. Verifying reddening and extinction for Gaia DR1 TGAS giants // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 475. P. 1121–1130. 2018.
12. Arenou F., Grenon M., Gomez A. A tridimensional model of the galactic interstellar extinction // Astron. and Astrophys. V. 258. P. 104-111. 1992.
13. Drimmel R., Cabrera-Lavers A., Lopez-Corredoira M. A three-dimensional galactic extinction model // Astron. and Astrophys. V. 409. P. 205–215. 2003.
14. Гончаров Г.А. Трехмерная карта межзвездного поглощения в ближайшем килопарсеке // Письма в АЖ. Т. 38. № 2. С. 108–121. 2012.
15. Гончаров Г.А. Трехмерная карта покраснения звезд по фотометрии 2MASS: улучшенная версия // Письма в АЖ. Т. 43. № 7. С. 521–537. 2017.
16. Lallement R., Vergely J.-L., Valette B. et al. 3D maps of the local ISM from inversion of individual color excess measurements // Astron. and Astrophys. V. 561. P. A91. 2014.
17. Гончаров Г.А. Влияние пояса Гулда на межзвездное поглощение // Письма в АЖ. Т. 35. № 11. С. 862–872. 2009.
18. Green G.M., Schafly E.F., Finkbeiner D. et al. Galactic reddening in 3D from stellar photometry – an improved map // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 478. P. 651-666. 2018.
19. Meisner A.M., Finkbeiner D.P. Modeling thermal dust emission with two components: Application to the Planck high frequency instrument // Astrophys. J. V. 798. P. 88–106. 2015.
20. Schlegel D.J., Finkbeiner D.P., Davis M. Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and cosmic microwave background radiation foregrounds // Astrophys. J. V. 500. P. 525–553. 1998.
21. Welsh B.Y., Lallement R., Vergely J.L., Raimond S. // Astron. and Astrophys. V. 510. P. A54. 2010.
22. Serkowski K., Mathewson D.S., Ford V.L. Wavelength dependence of interstellar polarization and ratio of total to selective extinction // Astrophys. J. V. 196. P. 261–290. 1975.
23. Markkanen T. Polarization measurements and extinction near the north galactic pole // Astron. and Astrophys. V. 74. P. 201–205. 1979.

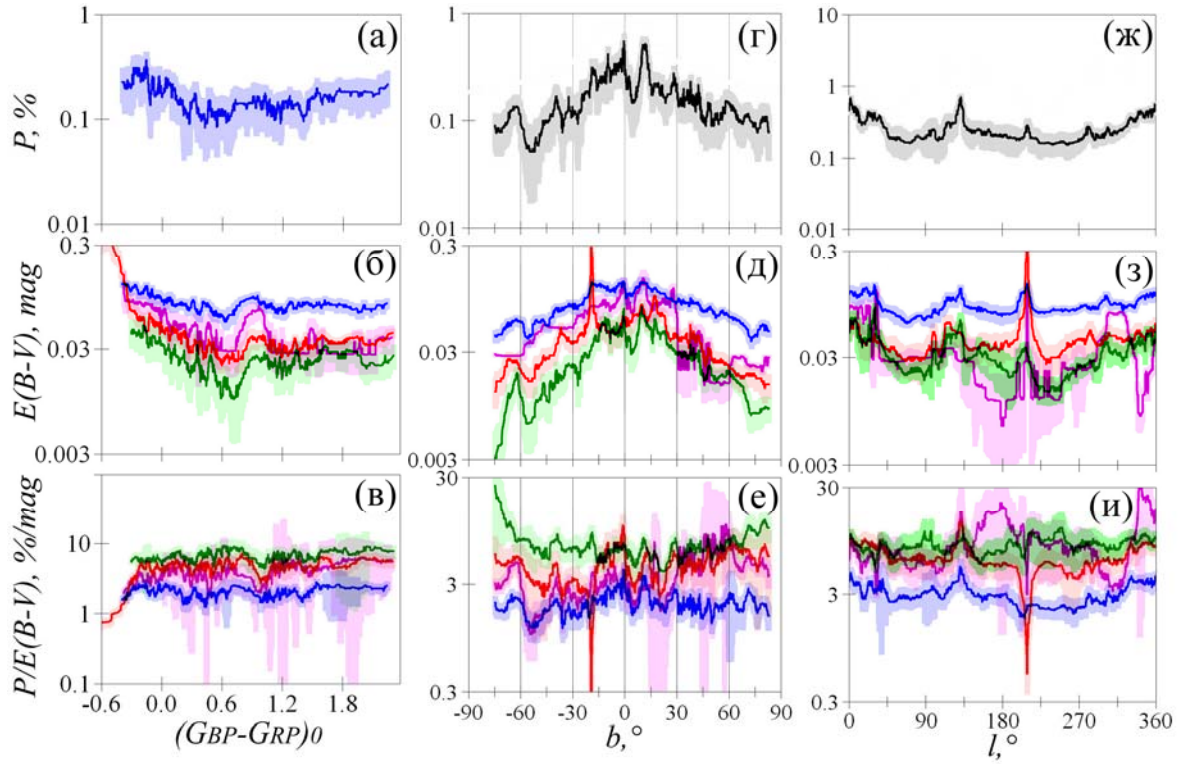


Рис. 3. Зависимости P, $E(B–V)$ и $P/E(B–V)$ (верхняя, средняя и нижняя строка, соответственно) от нормального цвета, широты и долготы (левый, центральный и правый столбик, соответственно) по данным карт и моделей покраснения G17 (синий, результаты по G12 похожи), AGG (фиолетовый), DCL (красный) и LVV (зелёный цвет) вне Местного Пузыря (R>100 пк). Видны существенные вариации P и $E(B–V)$, которые компенсируют друг друга так, что $P/E(B–V)$ примерно постоянна при использовании любого источника данных о покраснении. Видимо, это верно и для Местного Пузыря, но низкая относительная точность P и $E(B–V)$ вблизи Солнца не позволяют сделать для Пузыря более надёжный вывод.

УДК 524.3 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.025

ВОЗМОЖНАЯ ЦИКЛИЧНОСТЬ ПЯТЕННОЙ АКТИВНОСТИ AM LEO

Горда С.Ю.
Коуровская астрономическая обсерватория,
Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург, Россия
stanislav.gorda@urfu.ru

POSSIBLY CYCLIC SPOTTED ACTIVITY OF AM LEO

Gorda S.Yu.
Kourovka astronomical observatory, Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia

It is known that the light curves of short-period W UMa- type contact systems are constantly changing. Currently, the most likely cause of such changes is considered to be the presence of spots on the surface of their components. Based on the ten-year photometric CCD monitoring of AM Leo carried out by the author from 2007 to 2017, the presence of a possible cyclic character of the spot activity, with a period of 7.5 years, was found.

Затменно-переменная звезда AM Leo (BD +10°2234 A) является ярким компонентом (V = $9^m.1$–$9^m.7$) визуально двойной системы ADS 8024 (WDS11022+0954) (ρ=11".4, θ=270°). Визуальный компонент (BD+10°2234 B) слабее AM Leo в максимуме ее блеска на $1^m.48$ в фильтре V [1]. Первая фотоэлектрическая кривая блеска получена в 1956 г. Уорли и Эггеном [2]. Они определили фотометрические элементы переменной и классифицировали ее как затменную систему типа W UMa (P = $0^d.3658$). Переменная неоднократно исследовалась фотометрически, с помощью фотоэлектрических приемников излучения были получены многочисленные кривые блеска.

Многие авторы отмечают временные изменения кривых блеска AM Leo, выражающиеся в возрастании и ослаблении общего блеска системы, изменении глубин минимумов и появлении различия в высоте максимумов. Это может свидетельствовать об активности на поверхности компонентов контактной тесной двойной системы – появлении и исчезновении ярких и темных областей (пятен), что характерно для звезд типа W UMa [3]. Отметим, что у системы AM Leo зарегистрировано очень слабое рентгеновское излучение [4], которое является индикатором хромосферной и коронарной активности.

В период с 13.03.2007 по 22.03.2017 автором были проведены фотометрические наблюдения AM Leo на телескопе АЗТ-3 (D = 0.45 м, F_{Newton} = 2.0 м) Коуровской астрономической обсерватории Уральского федерального университета. Использовались ПЗС-камеры Alta U6 (1024 × 1024, 25 мкм) и A230-FLI на чипе E2V CCD230-42 с обратной засветкой (2048 × 2048, 15 мкм). Разности блеска определялись относительно звезды BD+10°2235, ко-

торая тоже является визуально-двойной с разделением 13".3 и практически во всех исследованиях AM Leo использовалась как звезда сравнения. Всего было получено порядка 80 участков кривых блеска. С самых первых наблюдений были отмечены небольшие изменения на полученных кривых блеска AM Leo, характер которых описан выше. На основе анализа наблюдений, полученных в 2015 г., автором было показано, что временные изменения кривых блеска хорошо описываются соответствующей моделью темных или горячих пятен, распределенных по поверхности компонентов. При этом геометрические и фотометрические параметры затменной системы оставались без изменений [5].

Предполагая, что изменения блеска AM Leo, не связанные с затмениями и эффектом приливной деформации компонентов, вызваны изменениями площади, занимаемой пятнами, а также их типом (горячие, холодные), для исследования характера временной изменчивости этого параметра была применена методика, описанная в работе [6]. А именно, для каждой кривой (участка кривой) блеска, полученной в отдельную ночь, находилась средняя за ночь разница блеска относительно теоретической кривой, синтезированной на основе достоверно установленных значений параметров этой затменной двойной системы.

Следует отметить, что на изменения внезатменного блеска системы могут влиять, по крайней мере, еще два фактора – изменение блеска звезды сравнения и экранирование света системы веществом, вытекающим через точки L_2, L_3, поскольку оба компонента заполняют (переполняют) свои полости Роша.

В первом случае кривые блеска AM Leo, полученные в отдельные ночи, учитывая малое значение периода, порядка 9 часов, располагались бы целиком немного выше или ниже теоретической кривой блеска. Смещение имело бы одинаковую величину для всех точек, поскольку маловероятно, что изменения блеска звезды сравнения будут тоже короткопериодическими, хотя полностью исключить это нельзя. В нашем случае некоторые кривые блеска располагались как выше, так и ниже теоретической кривой блеска, но в большинстве случаев только некоторые участки кривых блеска имели значимое отклонение от нее. Это дает уверенность в том, что звезда сравнения не меняла блеск в пределах точности измерений.

Во втором случае газ, истекающий из одной из внешних точек Лагранжа, в большей степени экранировал бы блеск компонентов в течение одного полупериода и в меньшей степени в течение другого, из-за убывания его плотности по мере рассеивания в общую оболочку или даже во временно образовываемый неоднородный газовый диск. Таким образом, в течение одной из квадратур кривая блеска была бы постоянно ниже, чем в другой, чего в наших наблюдениях не наблюдается.

Для синтезирования теоретической кривой блеска были использованы параметры AM Leo, приведенные в работе [5]. Синтез выполнен с помощью программы PHOEBE [7]. Нуль-пункт теоретической кривой блеска был привязан к данным ночей 26.03.2015 и 31.03.2015, когда кривая блеска имела равновысокие максимумы. Выбор значения нуль-пункта в данном случае особого значения не имеет, так как цель всей процедуры – зарегистрировать временные, возможно циклические изменения блеска малой амплитуды. К тому же по данным только фотометрии нельзя однозначно сказать, чему соответствует, например, максимальное смещение наблюдательной кривой относительно теоретической в сторону увеличения блеска: полному отсутствию темных пятен на поверхности компонентов или наличию определенного числа горячих пятен.

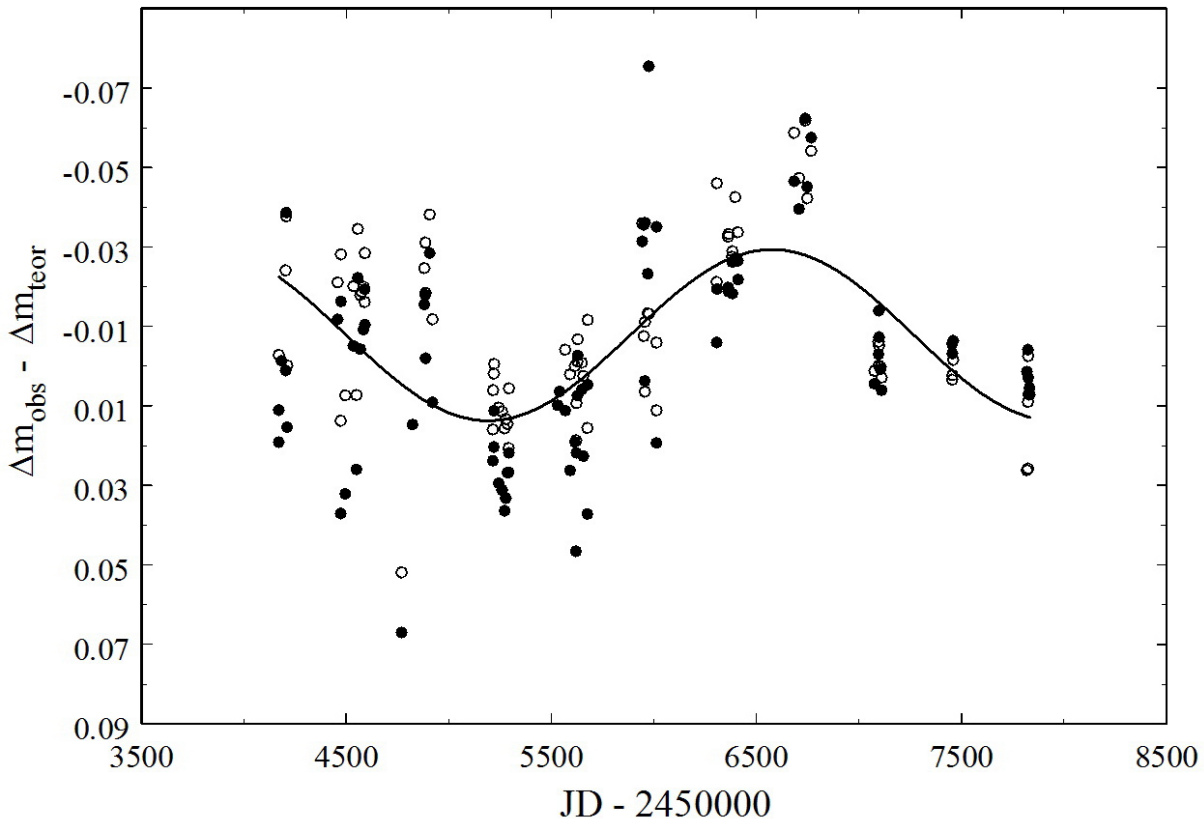


Рис. 1. Зависимость от времени внезатменных изменений блеска AM Leo; черные кружки – фильтр *V*; незаполненные кружки – фильтр *R*; сплошная линия - аппроксимационная синусоида.

Усредненные за ночь значения разностей кривых блеска, полученных из наблюдений, и теоретических кривых блеска были вычислены для двух фильтров , *V* и *R*. На Рис. 1 различными значками показаны графики зависимостей разностей блеска в фильтрах *V* и *R* от соответствующих усредненных за ночь значений юлианской даты. Несмотря на значительный разброс точек,

на Рис.1 хорошо просматривается плавная тенденция уменьшения и увеличения блеска AM Leo со временем с полуамплитудой $\sim 0^{m}.02$. Для оценки значения возможного периода данные были аппроксимированы синусоидой. В результате было получено следующее значение возможного периода:

$$P = 2770^{d} \pm 120^{d} \sim 7.5^{y}.$$

Поскольку периодичность изменения блеска наблюдается в двух фильтрах, полученный результат можно считать с достаточной степенью достоверным. Тем не менее, требуется дальнейшее исследование с привлечением новых данных, поскольку, несмотря на формально малую относительную погрешность $\Delta P/P = 0.04$, с которой найдено значение периода, оно получено на основе данных, распределенных на временном интервале, лишь немногим превышающем само значение периода.

Работа частично выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ, исследовательский проект № 18-12-00193.

Литература

1. Hiller M.E., Osborn W., Terrell D. New light curves and orbital solution for AM Leonis // Publ. Astron. Soc. Pacific. V.116. P.337–344. 2004.
2. Worley C.E., Eggen O.J. A new eclipsing binary: BD +10°2234 (A) // Publ. Astron. Soc. Pacific. V.68. P.452–455. 1956.
3. Djurasevich G., Rovithis-Livaniou H., Rovithis P. et al. A photometric study of the W UMa-type system U Pegasi // Astron. and Astrophys. V.367. P.840–847. 2001.
4. Stepien K., Schmitt J.H.M.M., Voges W. ROSAT all-sky survey of W Ursae Majoris stars and the problem of supersaturation // Astron. and Astrophys. V.370. P.157–169. 2001.
5. Gorda S.Yu. Spectrometric and photometric study of the eclipsing variable AM Leo // Astrophysical Bulletin V.71. P.64–74. 2016.
6. Gorda S.Yu., Lyaptsev A.P., Sobolev A.M. Spot activity of the new W UMa-type variable GSC3599-2569 // Astrophysical Bulletin V.70. P.109–116. 2015.
7. Prsa A., Zwitter T. A Computational Guide to Physics of Eclipsing Binaries. I. Demonstrations and Perspectives // Astrophys. J. V.628. P.426–438. 2005.

УДК 524.3 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.026

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СПЕКТРОВ ТРАНЗИЕНТНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЛЬСАРОВ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПАХ АККРЕЦИИ

Горностаев М.И., Постнов К.А.
ГАИШ МГУ, Москва, Россия
mgornost@gmail.com

INTERPRETATION OF SPECTRA OF TRANSIENT X-RAY PULSARS AT HIGH ACCRETION RATES

Gornostaev M.I., Postnov K.A.
SAI MSU, Moscow, Russia

The problems of interpreting X-ray pulsar spectra at accretion rates $\gtrsim 10^{17}$ *g/s are discussed. A self-consistent solution of polarization-dependent radiation gas-dynamical problem, which is presently under construction, is considered.The possibility of using an alternative model is taken into account, and an example of the corresponding data fitting is given.*

Теоретические исследования механизмов генерации излучения рентгеновских пульсаров начались практически сразу после отождествления этих объектов с аккрецирующими замагниченными нейтронными звездами. Однако наблюдательные проявления рентгеновских пульсаров, данные о которых были накоплены или продолжают поступать в ходе ряда проектов (RXTE, INTEGRAL, NuStar), по-прежнему требуют теоретической интерпретации. Представляется, что построение новых, самосогласованных моделей излучающих областей позволят прояснить ситуацию в этом направлении. Так, решение кинетического уравнения для излучения одновременно с уравнением Эйлера, уравнением неразрывности и уравнением для электронной температуры с минимальным количеством параметров и использованием сечений рассеяния и поглощения, зависящих от частоты, может описать не только спектральные, но и поляризационные явления, возникающие в сверхсильном магнитном поле.

Основное уравнение, описывающее перенос излучения в присутствии радиационно-доминированных ударных волн было получено в работе [1]:

$$\nabla(D(\epsilon)\nabla n) + \nabla\cdot\mathbf{v}\frac{c}{3}\frac{\partial n}{\partial\epsilon} + \frac{1}{3m_e\epsilon^2}\frac{\partial}{\partial\epsilon}\left[\frac{c^4}{D(\epsilon)}\left(n + kT_e\frac{\partial n}{\partial\epsilon}\right)\right] - \mathbf{v}\cdot\nabla n + q = \frac{\partial n}{\partial t}, \quad (1)$$

где n и ϵ– проинтегрированные по углам числа заполнения и энергия фотона в системе отсчета аккреционной колонки, D – коэффициент диффузии, зависящий от энергии фотона, $\mathbf{v}$ – вектор скорости вещества, T – электронная температура, m_e – масса покоя электрона, k – постоянная Больцмана.

Это уравнение описывает изменение чисел заполнения фотонов со временем. Первые три слагаемых в левой части описывают перенос излучения в диффузионном приближении, балк-комптонизацию первого порядка, температурную комптонизацию и адвекцию, соответственно. Слагаемое q допускает учет других процессов.

В рассмотренном уравнении, однако, не учитывается присутствие магнитного поля. Намагниченная плазма в условиях аккреционных колонок является анизотропной и двулучепреломляющей средой, поэтому процессы переноса излучения определяются не только энергией фотонов, но также их поляризацией и направлением распространения по отношению к направлению магнитного поля. В предыдущих исследованиях производились попытки учета анизотропии среды лишь посредством определения «эффективных» сечений рассеяния в поперечном и продольном по отношению к магнитному полю направлениях [2–4]. Зависимость от частоты при этом не учитывалась – применялось так называемое серое приближение [5, 6].

Поскольку перенос излучения описывается в диффузионном приближении, можно полагать, что рассеяние происходит когерентным образом [11]. Уравнение (1) написано для средних чисел заполнения, так что с самого начала мы полагаем их не зависящими от угла. Такое приближение может применяться, если оптическая толща области формирования спектра велика.

Для конкретизации слагаемого q при решении задачи переноса поляризованного излучения в первую очередь нужно обратить внимание на изменение чисел заполнения в процессе конверсии одной поляризационной моды в другую (из необыкновенной в обыкновенную и обратно). Обозначая скорость изменения чисел заполнения $\dot{n}_{conv}$, обусловленную этим процессом, можно записать:

$$\dot{n}_{conv} = cS_{i(3-i)}n_{3-i} - cS_{(3-i)i}n_i,$$

где S_{ij} –коэффициенты рассеяния одной моды в другую[8, 7, 9].

Обозначим теперь изменение чисел заполнения вследствие свободно-свободного поглощения посредством $\dot{n}_{abs}$. Очевидно, $\dot{n}_{abs} = -cAn$, где A – коэффициент свободно-свободного поглощения.

Таким образом, в наших расчетах $q = \dot{n}_{conv} + \dot{n}_{abs}$. Мы также собираемся учесть балк-комптонизацию второго порядка, как это сделано в работе [10]. Рассматриваемые уравнения могут решаться как в среде с заранее заданными распределениями скорости и температуры [11, 12], так и одновременно с уравнениями, описывающими эти распределения. На основе результатов решения самосогласованной задачи можно делать выводы как о геометрии излучающих областей, так и вообще о существовании радиационно доминированных аккреционных колонок.

Проведенные к настоящему времени расчеты подтверждают, что в соответствии с традиционными представлениями о формировании спектра в оп-

тически толстых ударных волнах в условиях радиационной аккреционной колонки происходит процесс насыщенной комптонизации излучения. В результате расчетные спектры имеют выраженный максимум на энергиях порядка ~3kT.

Последние наблюдения рентгеновских пульсаров (в частности, обсерваторией NuSTAR) показывают, однако, что форма спектра практически не меняется в очень широком диапазоне рентгеновских светимостей $\sim 10^{36} - 10^{38}$эрг/с. Это может означать, что излучение колонки существенно перерабатывается при отражении от поверхности нейтронной звезды, либо формирование спектра с самого начала обусловлено иными механизмами.

Рассмотрим, например, хорошо известную задачу о кулоновском торможении аккреционного потока в атмосфере нейтронной звезды. Рассмотрим плоско-параллельную водородную атмосферу с температурой T. Тогда, как следует из [13], потоки для обыкновенной и необыкновенной поляризационных мод излучения, генерируемого в атмосфере, можно представить в виде

$$F_2(x) = xe^{-\frac{x}{2}} W_{\frac{2}{\sqrt{1+4\delta}},\sqrt{\frac{9}{4}+\gamma}}\left(\sqrt{1+4\delta}\,x\right), \qquad F_1(x) = \frac{\tau_0}{3}\left(\frac{x}{x_g}\right)^2 F_2(x), \tag{2}$$

где $x = E/kT$ – безразмерная энергия фотонов,

$$\delta = \frac{15}{8}\frac{m_e c^2}{kT x_g^2}, \qquad x_g = \frac{E_g}{kT}, \qquad \gamma = \frac{15}{2}\frac{m_e c^2}{kT}\lambda.$$

Здесь E_g – циклотронная энергия фотонов, τ_0 – оптическая толщина атмосферы, соответствующая глубине торможения потока.

Очевидно, что при некотором весьма реалистичном наборе параметров рассматриваемая модель хорошо согласуется с наблюдениями. Это может говорить о весьма ограниченной области применимости моделей аккреционных колонок. Действительно, формирование некоторой (пусть даже нестационарной) оптически непрозрачной структуры с радиационной ударной волной возможно только в случае, когда течение может (хотя бы на промежутках времени, сравнимых или превышающих время диффузии фотонов через структуру) рассматриваться как гидродинамический поток вещества, к которому применимо уравнение непрерывности.

Таким образом, дальнейшее развитие самосогласованной модели излучающих областей, а так же продолжающиеся анализ и обработка наблюдательных данных (в том числе изучение поведения циклотронных линий) позволят существенно прояснить вопросы о физической ситуации вблизи магнитных полюсов аккрецирующих нейтронных звезд. Очевидно, что характер аккреционного течения вблизи магнитных полюсов играет определяющую роль в формировании спектра рентгеновских пульсаров.

Результат фитирования наблюдений источника GRO J1008-57 по данным NuSTAR [14] по формулам показан на Рис. 1.

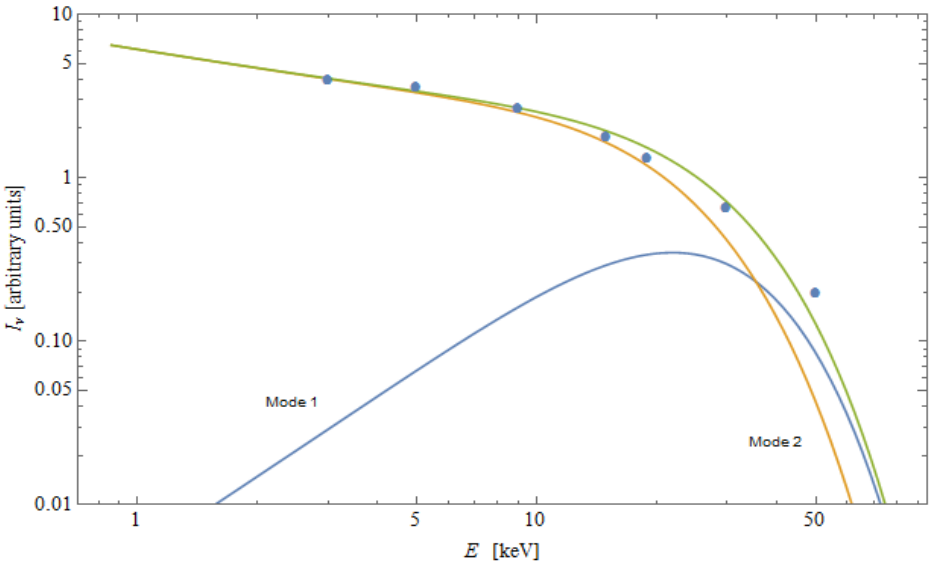


Рис. 1. Фитирование наблюдений GRO J1008-57 при светимости 1.4×10^{38} эрг/с [14].Спектры двух поляризационных мод и суммарный спектр, задаваемые формулами (2).

Литература

1. Blandford R. D., Payne D. G. Compton scattering in a converging flow – I. The transfer equation // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 194. P. 1033. 1981.
2. Basko M. M., Sunyaev R. A. The limiting luminosity of accreting neutron stars with magnetic fields // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 175. P. 395–417. 1976.
3. Becker P. A., Wolff M. T. Spectral formation in X-ray pulsars: bulk comptonization in the accretion shock // Astrophys. J. V. 630. P. 465. 2005.
4. Becker P. A., Wolff M. T. Thermal and bulk comptonization in accretion-powered X-ray pulsars // Astrophys. J. V. 654. P. 435. 2007.
5. Davidson K. Accretion at a magnetic pole of a neutron star//Nature Phys. Sci,. v. 246., p. 1. 1973.
6. Wang Y.-M., Frank J. Plasma infall and X-ray production in the magnetic funnel of an accreting neutron star // Astron. and Astrophys. V. 93. P. 255. 1981.
7. Mészáros P. High-energy radiation from magnetized neutron stars // University of Chicago Press. 1992.
8. Kaminker A.D., Pavlov G.G., Shibanov I.A. Radiation for a strongly-magnetized plasma - The case of predominant scattering // Astrophys. and Space Sci. V. 86. P. 249. 1982.
9. Nagel W. Radiative transfer in a strongly magnetized plasma. I - Effects of anisotropy. II - Effects of comptonization. // Astrophys. J. V. 251. P. 278. 1981
10. Titarchuk L., Mastichiadis A., Kylafis N.D. X-Ray Spectral Formation in a Converging Fluid Flow: Spherical Accretion into Black Holes // Astrophys. J. V. 487. P. 834. 1997.
11. Farinelli R., Ceccobello C., Romano P., Titarchuk L. // Numerical solution of the radiative transfer equation: X-ray spectral formation from cylindrical accretion onto a magnetized neutron star // Astron. and Astrophys. V. 538. Article id. A67. 2012.
12. Farinelli R., Ferrigno C., Bozzo E., Becker P.A. A new model for the X-ray continuum of the magnetized accreting pulsars // Astron. and Astrophys. V. 591. Article id. A29. 2016.
13. Lyubarskii Yu.E. Comptonization in a superstrong magnetic field // Astrophysics. V. 28. P. 106. 1988.
14. Kühnel M., Fürst Felix, Pottschmidt K. et al. Evidence for different accretion regimes in GRO J1008-57 // Astron. and Astrophys. V. 607. Article id.A88. 2017.

УДК 524.7 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.027

КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ ДЛЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ГАЛАКТИК С ИНТЕНСИВНЫМ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕМ

Грачев Д.А., Михайлов Е.А.
МГУ им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия
dengrac@mail.ru

CORRELATION FUNCTION OF MAGNETIC FIELDS IN GALAXIES WITH INTENSIVE STAR FORMATION

Grachev D.A., Mikhailov E.A.
Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

When studying magnetic fields in galaxies with inhomogeneous media, it is reasonable to study dynamo equations with random coefficients. These equations are useful to describe magnetic fields in galaxies with intensive star formation, supernova explosions, and other active processes that change the properties of interstellar media. In this paper, we study the magnetic field evolution for the model where the parameters of the dynamo are random. From the mathematical point of view, the results show some special effects. The magnetic field can have large oscillations, so we have also described the correlation function of the field, which was studied using both theoretical estimates and numerical modeling.

Эволюция крупномасштабных магнитных полей в галактиках связана с механизмом динамо, суть которого состоит в переходе кинетической энергии межзвездного газа в энергию магнитного поля. Этот переход обусловлен совокупностью двух процессов: дифференциального вращения (связанного с тем, что угловая скорость вращения галактики зависит от расстояния до ее центра), и так называемого альфа-эффекта, характеризующего турбулентные движения [1]. Данные явления описываются безразмерными параметрами, которые входят в уравнения динамо и выражаются через кинематические характеристики межзвездной среды: полутолщину галактического диска, угловую скорость вращения, скорость турбулентных движений и др. [2]. Обычно в «спокойных» галактиках, в которых основную роль играет атомарный водород, эти величины мало меняются в пределах галактического диска, и при расчетах их можно считать постоянными. Однако в случае интенсивного звездообразования и прочих бурных процессов образуется значительное число областей ионизованного водорода. Эти области имеют более высокую температуру, что заметно меняет соотношение между различными фазами межзвездной среды [3].

Расположение областей звездообразования в первом приближении можно считать случайным («сгустки» ионизованного водорода возникают в случайных местах в галактике и существуют в течение сравнительно недолгого времени). В рамках подобного подхода существенный интерес представляет рассмотрение моделей динамо, в которых управляющие параметры

считаются некоторыми случайными функциями (процессами) с заданными статистическими характеристиками. Одной из таких моделей и посвящена настоящая работа.

Согласно теории динамо [2, 4], магнитное поле в галактике растет по экспоненциальному закону с характерной скоростью

$$\gamma = -\frac{\pi^2 k}{4} + \sqrt{D},$$

где D – так называемое динамо-число, характеризующее рост магнитного поля, k – коэффициент, характеризующий роль турбулентной диффузии. Отметим, что в данном случае предполагается, что время измеряется в единицах $\tau = h^2/\eta$, где h – полутолщина галактического диска, η – коэффициент турбулентной диффузии.

Мы предполагаем [4, 5], что эволюция коэффициента k описывается с помощью стохастического закона. С определенной вероятностью он принимает одно из двух значений, одно из которых соответствует «спокойной» области галактики с небольшой долей ионизованной компоненты, второе – области звездообразования. После истечения короткого промежутка времени значение данного коэффициента обновляется

Следуя работе [4], мы полагаем, что на каждом из интервалов обновления $[0;\delta), [\delta;2\delta),\ldots,[(n-1)\delta;n\delta)$ он принимает одно из двух случайных значений:

$$k = \begin{cases} k_1 & \text{с вероятностью } p \\ k_2 & \text{с вероятностью } 1-p \end{cases}$$

Мы предполагали, что $k_1=2.5$, $k_2=8.8$, $D=10$. Величина параметра p оказывается связанной с интенсивностью звездообразования по закону:

$$p = 12\Sigma;$$

где Σ – поверхностная плотность звездообразования, измеряемая в M_{Sun}/кпк^2 г [5]

Таким образом, в зависимости от того, какое именно случайное значение наблюдается на данном промежутке времени, возможен как рост магнитного поля, так и его затухание.

Прямое моделирование для подобных задач проводилось в работах [4–6]. Рост магнитного поля возможен в данной модели в случае, если $p>0.16$. Было показано наличие ряда интересных эффектов. Так, среднеквадратичные решения растут быстрее средних, что является свидетельством так называемой перемежаемости. Это означает, что среди решений присутствуют редкие реализации, соответствующие крайне большим «всплескам» магнитного поля. Поэтому достаточно важным оказывается изучение корреляционных функций [7], показывающих взаимосвязь между отдельными компонентами магнитного поля в различные моменты времени:

$$K(t,T) =< B(t)B(t+T) >;$$

где B – тороидальная компонента магнитного поля.

Эволюция корреляционной функции показана на рис. 1. Имеет смысл отделить эффекты, связанные с экспоненциальным ростом, рассмотрев ее нормированную модификацию:

$$K_n(t,T) = \frac{K(t,T)}{K(t,0)}.$$

Поведение данной функции показано на рис. 2. Можно отметить, что для различных значений параметра T она близка к константе.

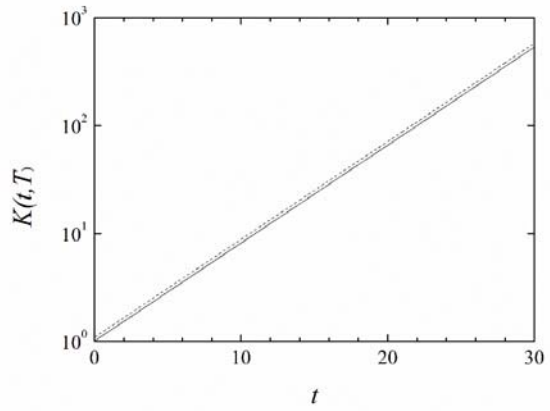


Рис. 1. Эволюция корреляционной функции. Сплошная линия показывает случай T=0.1, пунктирная – T=1.

Мы сравнили результаты с полученными ранее для так называемых лагранжевых моделей [7]. Стоит отметить, что в случае уравнения Якоби важную роль играет взаимосвязь между минимальным объемом выборки независимых реализаций решения, который необходим для моделирования среднего и высших моментов, и коммутационными свойствами соответствующих алгебраических операторов. Вполне возможно, что аналогичные эффекты будут существенны при рассмотрении других моделей для магнитного поля.

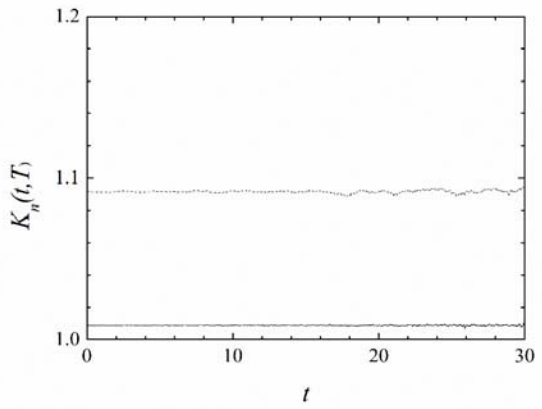


Рис. 2. Эволюция нормированной корреляционной функции. Сплошная линия показывает случай T=0.1, пунктирная – T=1.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 18-32-00124\18).

Литература

1. Beck R., Brandenburg A., Moss D. et al. Galactic magnetism: recent development and perspectives // Ann. Rev. Astron. Astrophys. V. 34. P. 155–206. 1996.
2. Arshakian T.G., Beck R., Krause M., Sokoloff D. Evolution of magnetic fields in galaxies and future observational tests with the Square Kilometre Array // Astron. Astrophys. V. 494. №1. P. 21–32. 2009.
3. Михайлов Е.А., Соколов Д.Д., Ефремов Ю.Н. Темп звездообразования и магнитные поля спиральных галактик // Письма в Астрон. ж. Т. 38. №9. 611–616. 2012.
4. Михайлов Е.А., Пушкарев В.В. Флуктуации коэффициента турбулентной диффузии в уравнениях галактического динамо // Выч. методы и программирование. Т. 17. 447–454. 2016.
5. Mikhailov E.A, Modyaev I.I. Dynamo equations with random coefficients // Magnetohydrodynamics. V. 51, 285–292. 2015
6. Михайлов Е.А., Модяев И.И. Уравнения галактического динамо со случайными коэффициентами // Выч. методы и программирование. Т. 15. 351–358. 2014.
7. Грачев Д.А., Михайлов Е.А. Численное моделирование двухточечного коррелятора для лагранжевых решений некоторых эволюционных уравнений // Выч. методы и программирование. Т. 18. 277–283. 2017.

УДК 524.6 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.028

ТРЕХКОМПОНЕНТНАЯ ШТЕККЕЛЕВСКАЯ МОДЕЛЬ ГАЛАКТИКИ

Громов А.О., Никифоров И.И.
СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия
granat08@yandex.ru

THREE-COMPONENT STAECKEL'S MODEL OF THE GALAXY

Gromov A.O., Nikiforov I.I.
SPbSU, Saint Petersburg, Russia

Using the method of Staeckel's potential, we construct a dynamical model of the Galaxy, consistent with current observational data. This method provides an analytical expression for the potential of the Galaxy, which will make Binny's algorithm for constructing the phase distribution function easier and more accurate. The model constructed has a good agreement with recent measurements of mass in the radius of 50 kpc and density in the neighborhood of the Sun.

Дж. Бинни поставил задачу описания Галактики в переменных действие–угол [1]. Для этого ему потребовалось найти метод, который позволил бы точно и экономно оценить переменные действия по обычным фазовым координатам. Изначально использовался метод построения торов, однако он оказался неудобен, так как дает зависимость фазовых координат от действий, а не наоборот, как требуется. На смену ему пришел метод использования адиабатических приближений, однако он оказался хорошим только для звезд, близких к экваториальной плоскости. В настоящее время разрабатывается метод, основанный на разделяющихся потенциалах, наиболее известными из которых являются потенциалы Штеккеля.

В эллиптических координатах ξ_1, ξ_2,

$$R = z_0\sqrt{(\xi_1 - 1)(1 - \xi_2)}, \qquad z = z_0\xi_1\xi_2, \qquad \xi_1 \in [1;\infty), \quad \xi_2 \in [-1;1], \tag{1}$$

потенциал такого типа должен представляться в виде

$$\Phi = \frac{\varphi(\xi_1) - \varphi(\xi_2)}{\xi_1^2 - \xi_2^2}, \tag{2}$$

где R, z – цилиндрические координаты, z_0 – постоянная с размерностью длины, а Φ – потенциал модели. Потенциалы (2) допускают существование третьего квадратичного по скоростям интеграла движения [2]

$$I_3 = \left(Rv_z - zv_R\right)^2 + z^2v_\theta^2 + z_0^2\left(v_z^2 - 2\Phi^*\right), \tag{3}$$

где функция Φ^* связана с потенциалом Φ следующим образом:

$$z_0^2\frac{\partial\Phi^*}{\partial R} = z^2\frac{\partial\Phi}{\partial R} - Rz\frac{\partial\Phi}{\partial z},$$
$$z_0^2\frac{\partial\Phi^*}{\partial z} = \left(R^2 + z_0^2\right)\frac{\partial\Phi}{\partial z} - Rz\frac{\partial\Phi}{\partial R}. \tag{4}$$

Наличие третьего интеграла движения позволяет объяснить наблюдаемую в окрестности Солнца трехосность эллипсоида скоростей в рамках теории стационарной Галактики. Модели со штеккелевскими потенциалами могут использоваться для исследования устойчивости и эволюции Галактики. Также рассмотрение потенциала в виде возмущенного штеккелевского позволяет снизить объем расчетов при решении различных задач звездной динамики.

Работ, в которых строились штеккелевские модели звездных систем, немного. Одна из первых – работа С. Сато и М. Миямото [3], в которой были построены двухкомпонентные штеккелевские модели Галактики по данным о кинематике нейтрального водорода (по 18 точкам кривой вращения). В настоящее время модели строятся по более надежным данным о вращении подсистемы мазеров. В связи с этим работа С. Сато и М. Миямото устарела.

В работе Б.Фамей и Х. Дейонге [4] предпринята попытка оценить параметры штеккелевских потенциалов, основываясь на оценках некоторых характеристик Галактики (расстояние от Солнца до галактического центра, плоская кривая вращения, постоянные Оорта, локальная круговая скорость). Результатом работы явилось то, что штеккелевские потенциалы удовлетворяют оценкам динамических параметров Галактики. Однако, как утверждают сами авторы, необходима работа, которая бы учитывала последние кинематические данные.

Дж. Бинни [5] использовал свой алгоритм построения фазовой функции распределения для модели [6]. Однако при определении потенциала использовался численный подход, а значит, такая функция распределения является некоторой аппроксимацией.

В данной работе используется метод обобщения потенциала в экваториальной плоскости на все пространство штеккелевским методом, который был предложен В.И. Родионовым [7]. Такой подход позволяет получить аналитическое выражение для потенциала, то есть в дальнейшем найти точную фазовую функцию распределения.

Для экваториальной плоскости мы приняли потенциал следующего вида:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 = \Phi_{0,1} \ln\left(1 + \frac{\beta}{1+\kappa_1 R^2}\right) + \Phi_{0,2} \frac{\alpha}{(\alpha-1) + \sqrt{1+\kappa_2 R^2}} + \Phi_{0,3} \frac{1}{R+\kappa_3}, \qquad (5)$$

где Φ_1 – квази-изотермический потенциал, Φ_2 – обобщенно-изохронный потенциал, Φ_3 – потенциал Хенквиста, описывающие гало, диск и балдж, соответственно.

Оценка параметров потенциала (5) проводилась путем сравнения модельной кривой круговых скоростей с азимутальными компонентами скоростей мазеров. Использовались данные о тригонометрических параллаксах, собственных движениях и лучевых скоростях из однородного по типу мазеров (HMSFR) каталога [8] (103 объекта). Решение искалось нелинейным ме-

тодом наименьших квадратов. Для уточнения результатов было решено учесть значение природной дисперсии скоростей. Также исключались значения с избыточными невязками (выбросы).

В результате значение природной дисперсии найдено равным $\sigma_0 = 2.75 \pm 0.20$ км/с. Были исключены 5 объектов с большими невязками. Значения параметров получились следующими $q = \frac{\beta}{\beta+1} = 0.858 \pm 0.011$, $\kappa_1 = 0.07893 \pm 0.00093\,\text{кпк}^{-1}$, $\Phi_{0,1} = 245.3 \pm 3.7\,\text{км}^2\text{с}^{-2}$, $\alpha = 0.3021 \pm 0.0052$, $\kappa_2 = 0.1504 \pm 0.0015\,\text{кпк}^{-1}$, $\Phi_{0,2} = 318.3 \pm 1.9\,\text{км}^2\text{с}^{-2}$, $\kappa_3 = 0.71 \pm 0.11\,\text{кпк}$, $\Phi_{0,3} = 224.3 \pm 8.9$ км^{2}с$^{-2}$. На рис. 1 представлено сравнение модельной кривой круговых скоростей с азимутальными скоростями мазеров.

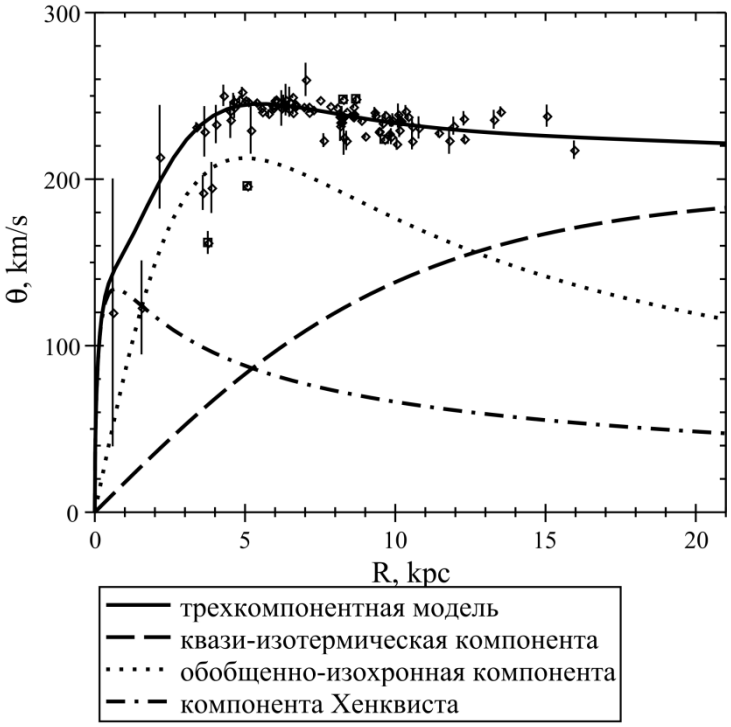


Рис.1. Сравнение модельной кривой круговой скорости с измеренными значениями азимутальной скорости мазеров. Представлены вклады отдельных компонент. Квадратами обозначены объекты с большими невязками (выбросы).

Отметим, что для этой модели найденное значение массы в шаре радиусом 50 кпк $M = 0.45 \times 10^{12} M_\odot$ хорошо согласуется с результатами других авторов. Например, А. Диассон и др. [9] нашли $M = 0.42 \pm 0.04 \times 10^{12} M_\odot$, а А. Вильямс и Н. Эванс [10] получили $M = 0.45 \pm 0.15 \times 10^{12} M_\odot$. Кроме того, величина пространственной плотности в окрестности Солнца $\rho_0 = 0.103 \frac{M_\odot}{\text{пк}^3}$ также близка к недавним результатам измерения этой характеристики:

А.В.Локтин и В.А. Марсаков [11] получили $\rho_0 = 0.08 - 0.11 \frac{M_\odot}{пк^3}$, а Дж. Бленд-Хоторн и О. Герард [12] – $\rho_0 = 0.097 \pm 0.013 \frac{M_\odot}{пк^3}$.

Таким образом, построенная трехкомпонентная штеккелевская модель Галактики, как и построенные ранее нами одно- и двухкомпонентные модели [13,14] дают хорошее согласие с наблюдаемыми данными, а значит, можно полагать, что построение аналитических штеккелевских моделей звездных систем позволит упростить алгоритм построения фазовых функций распределения, предложенный Дж. Бинни.

Литература

1. Binney J. Actions for axisymmetric potentials // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 426. P. 1324–1327. 2012.
2. Кузмин Г.Г. Третий интеграл движения звезд и динамика стационарной Галактики // Публ. Тартуской обсерв. №. 32. С. 332–368. 1952.
3. Satoh C., Miyamoto M. A hydrostatic equilibrium of our Galaxy under three unequal velocity dispersions of stars // Publ. Astron. Soc. Japan. V. 28. P. 599–615. 1976.
4. Famaey B., Dejonghe H. Three-component Stackel potentials satisfying recent estimates of Milky Way parameters // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 340. P. 752–762. 2003.
5. Binney J., Wong L. Modelling the Milky Way's globular cluster systems // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 467. P. 2446–2457. 2017.
6. Piffl T. et al. Constraining the Galaxy's dark halo with RAVE stars // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 445. P. 3133–3151. 2014.
7. Родионов В.И. О построении моделей звездных систем, допускающих третий квадратичный интеграл движения звезд // Вестник Лен. ун-та. № 7. С. 151–158. 1975.
8. Reid M.J., Menten K.M., Brunthaler A. Trigonometric parallaxes of high mass star forming regions: the structure and kinematics of Milky Way // Astrophys. J. V. 793. Id. 72. 2014.
9. Deason A.J., Belokurov V., Evans N.W., An J. Broken degeneracies: the rotation curve and velocity anisotropy of Milky Way halo // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 424. P. 44–48. 2012.
10. Williams A.A., Evans N.W. Haloes light and dark: dynamical models of the stellar halo and constraints on the mass of the Galaxy // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 454. P. 698–707. 2015.
11. Локтин А.В., Марсаков В.А. Лекции по звездной астрономии. С. 174. 2009.
12. Bland-Hawthorn J., Gerhard O., The Galaxy in Context: Structural, Kinematic, and Integrated Properties // Annual Review of Astron. and Astroph. V. 54. P. 529–596. 2016.
13. Gromov A.O., Nikiforov I.I., Ossipkov L.P. On the possibility of applying the quasi-isothermal Staeckel's model to our Galaxy // Baltic Astron. V. 24. P. 150–156. 2015.
14. Gromov A.O., Nikiforov I.I., Ossipkov L.P. Staeckel-type dynamic model of the Galaxy based on maser kinematic data // Baltic Astron. V. 25. P. 53–59. 2016.

УДК 524.6 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.029

ПУЛЬСИРУЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ, ШКАЛА РАССТОЯНИЙ И КИНЕМАТИКА ГАЛАКТИЧЕСКОГО ГАЛО И ТОЛСТОГО ДИСКА

Дамбис[1] А.К., Бердников[1] Л.Н., Ковалева[2] Д.А., Малков[2] О.Ю., Расторгуев[1] А.С., Уткин[1] Н.Д.

[1]ГАИШ МГУ, г.Москва, Университетский пр. 13, 119991 Россия
[2]ИНАСАН, г. Москва, Пятницкая ул. 48, 119017 Россия
dambis@yandex.ru

PULSATING STARS, THE DISTANCE SCALE AND KINEMATICS OF THE MILKY-WAY HALO AND THICK DISK

Dambis[1] A.K., Berdnikov[1] L.N., Kovaleva[2] D.A., Malkov[2] O.Yu., Rastorguev[1] A.S., Utkin[1] N.D.

[1]Sternberg Astronomical Institute, M.V.Lomonosov Moscow State University, Universitetskii pr. 13, Moscow, 119991 Russia
[2]Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Pyatnitskaya ul. 48, Moscow 119017 Russia

We determine the radial velocities and metallicities for 500 RR Lyrae type variables from the spectra (R=1300–1500) acquired with the 11-m SALT telescope (South Africa). We combine these measurements with published data and Gaia DR2 radial velocities, trigonometric parallaxes, and proper motions to determine the zero points of the period–metallicity–luminosity relations for RR Lyrae type variables in various photometric bands and infer the kinematic parameters (mean velocity and velocity ellipsoid components) of the halo and thick-disk RR Lyrae populations in the broad solar neighborhood.
We use BDB binary database to investigate the prospects of finding and studying pulsating stars of various types in binary and multiple systems where the data make it possible to determine the semimajor orbital axes and/or physical parameters of the components and hence to refine the zero points of the period–metallicity–luminosity relations for the pulsators involved.

Данная работа посвящена исследованию (1) кинематики и шкалы расстояний переменных типа RR Лиры в широкой солнечной окрестности на основе астрометрических и спектроскопических данных проекта Gaia (тригонометрических параллаксов, собственных движений и лучевых скоростей), а также наших собственных фотометрических и спектроскопических наблюдений 500 лирид, включая ранее спектроскопически не исследованные переменные этого типа и (2) поиску и исследованию пульсирующих переменных – членов двойных и кратных систем, определению их орбитальных и физических параметров для уточнения параметров зависимостей период–металличность–светимость соответствующих типов пульсирующих переменных звезд.

В рамках нашей программы спектроскопических наблюдений переменных типа RR Лиры на 11-метровом телескопе SALT (Southern African Large Telescope) получены спектры низкого разрешения (R=1300–1500) 500 звезд

этого типа, 450 из которых ранее не наблюдались спектроскопически [1]. Наши оценки средних лучевых скоростей в целом неплохо ($\sigma\Delta V$ = 24 км/с) согласуются с ранее опубликованными данными, систематизированными в [2], а наши оценки металличности – с однородными данными [3] ($\sigma\Delta$[Fe/H] = 0.15dex).

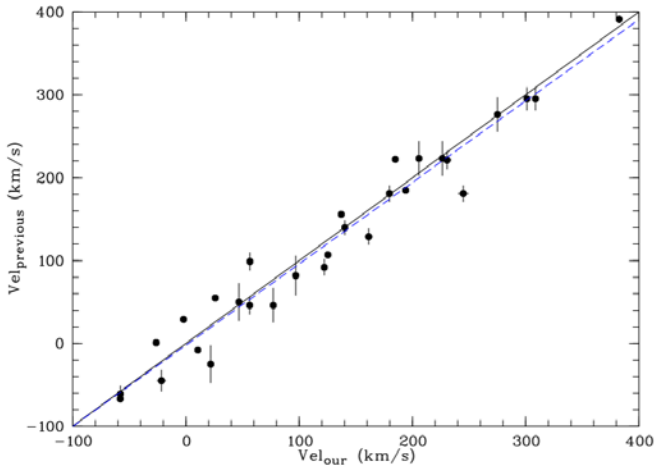


Рис. 1. Сравнение оценок средних лучевых скоростей переменных типа RR Лиры по нашим данным (SALT) с опубликованными ранее данными других авторов.

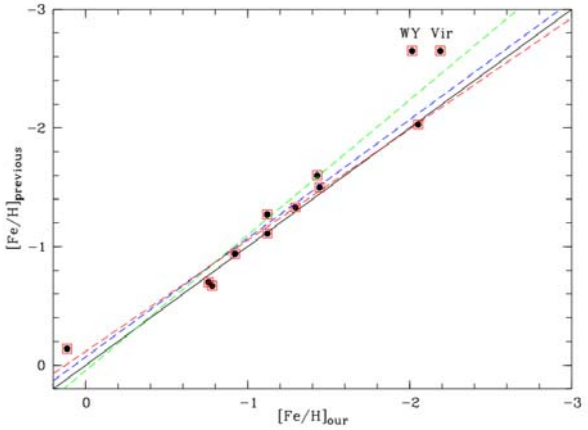


Рис. 2. Сравнение оценок металличности ([Fe/H]) переменных типа RR Лиры по нашим данным (SALT) с опубликованными ранее данными [3].

На основании полученных измерений лучевых скоростей и металличностей в сочетании с данными ИК фотометрии WISE [4] и ранее опубликованными величинами V_R и [Fe/H] [2] и астрометрическими данными Gaia DR2 [5] методом статистических параллаксов уточнен нуль-пункт зависимости период–металличность–светимость [6], средние скорости лирид гало и толстого диска относительно Солнца [Vo(Гало)=–215 ± 8 км/с и Vo(Толст. диск)=–37 ± 5 км/с], компоненты эллипсоида скоростей (σU, σV, σW)(Гало) =

(165, 95, 88) км/с и (σU, σV, σW)(Т. диск) = (46, 38, 28) км/с и расстояния до Галактического центра (Ro=8.0 ± 0.4 кпк) и БМО (D = 48 ± 3 кпк).

Известно, что значительная доля звезд рождается в двойных и кратных системах. При этом возможности и, в некоторых случаях, достигаемая точность определения различных характеристик для компонентов двойных и кратных систем значительно выше, чем для одиночных звезд. Известны звезды-пульсаторы, входящие в состав двойных и кратных систем.

С использованием BDB http://bdb.inasan.ru [7] исследовались перспективы обнаружения и изучения пульсаторов, входящих в двойные и кратные системы наблюдательных типов, позволяющих определение большой полуоси орбиты и(или) физических характеристик компонентов в абсолютных единицах [8].

У звезд, наблюдающихся одновременно как затменные двойные и как спектрально-двойные с линиями обоих компонентов в спектре для определения астрофизических параметров компонентов (масс и радиусов) компонентов не требуется знать параллакс системы. Поскольку основным ограничителем точности определения масс звезд до последнего времени была именно невысокая точность параллаксов, большинство наиболее надежных определений масс принадлежали именно звездам DLEB. Публикация второго релиза данных Gaia [5] не привела к существенному улучшению ситуации, поскольку в нем параллаксы компонентов астрометрически разрешенных систем обременены систематическими ошибками, связанными с неучетом орбитального движения, а параллаксы астрометрически неразрешенных двойных имеют низкое качество астрометрического/фотометрического решения (в частности, завышенный Photometric excess factor) [9].

Еще одна комбинация наблюдательных типов, позволяющая определение характеристик двойной со сравнимой с DLEB высокой точностью, – это астрометрически разрешенные спектрально-двойные звезды. Кроме того, комбинирование определений величины большой полуоси орбиты для такой пары позволяет определить расстояние до нее. В кратных иерархических звездных системах удачные для повышения точности и количества определяемых параметров комбинации наблюдательных типов – внешняя пара визуальная орбитальная двойная, внутренняя пара спектрально-двойная или затменная.

Проводится компиляция списка всех цефеид и лирид – компонентов или кандидатов в компоненты двойных или кратных систем, включая: (а) входящие в спектроскопические двойные (для поиска затмений в системе и/или возможности интерферометрически разрешить ее); (б) входящие в интерферометрические и затменные двойные (с целью получения кривой лучевых скоростей); (в) входящие в системы кратности 3 и более (для комбинирования методик параметризации компонентов). Для таких объектов возможны независимые определения расстояния, потенциально позволяющие уточнить

нуль-пункты соотношений период-светимость. Отбираются объекты – кандидаты для дальнейшего исследования.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 18-02-00890).

Литература

1. Dambis A., Berdnikov L., Grebel E. et al. RR Lyrae star distance scale and kinematics from inner bulge to 50 kpc, European physical journal web of conferences. Wide-Field Variability Surveys: A 21st Century Perspective – 22nd Los Alamos Stellar Pulsation – Conference Series Meeting, V. 152. P. 02007. 2007.
2. Dambis A.K., Berdnikov L.N., Kniazev A.Y. et al. RR Lyrae variables: visual and infrared luminosities, intrinsic colours, and kinematics // MNRAS V. 435. P. 3206–3220. 2013.
3. Layden, A.C. The metallicities and kinematics of RR Lyrae variables, 1: New observations of local stars. // Astron. J. V. 106. P. 1016. 1994.
4. Wright E.L., Eisenhardt P.R.M., Mainzer A.K., et al. The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE): Mission description and initial on-orbit performance // Astron. J. V. 140. P. 1868. 2010.
5. Gaia Collaboration; Brown, A. G. A.; Vallenari, A.; Prusti, T., et al. Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties //Astron. Astrophys. V. 616. Id. A1. 22pp. 2018.
6. Dambis A.K., Rastorguev A.S., Zabolotskikh M.V. Mid-infrared period–luminosity relations for globular cluster RR Lyrae // MNRAS V. 439. P. 3765–3774. 2014.
7. Kovaleva D., Kaygorodov P.,; Malkov O. et al. Binary star DataBase BDB development: Structure, algorithms, and VO standards implementation // Astronomy and Computing. V. 11. P. 119–125. 2015.
8. Kovaleva D., Malkov O., Kaygorodov, P. Variable binaries and variables in binaries in the Binary Star Database BDB // Research in Astronomy and Astrophysics. 2018, in press.
9. Lindegren L., Hernández J., Bombrun A., et al. Gaia Data Release 2. The astrometric solution // Astron. Astrophys. V. 616. Id. A2. 25pp. 2018.

УДК 524.3 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.030

АКТИВНОСТЬ МОЛОДЫХ ХОЛОДНЫХ КАРЛИКОВ С ПЛАНЕТАМИ (ИССЛЕДОВАНИЕ ПО ДАННЫМ КОСМИЧЕСКОГО ТЕЛЕСКОПА КЕПЛЕР)

Дмитриенко[1] Е.С., Саванов[2] И.С.
[1]МГУ им. М.В. Ломоносова, ГАИШ, Москва, Россия
[2]ИНАСАН, Москва, Россия
issesd@rambler.ru

ACTIVITY OF YOUNG COLD DWARVES WITH PLANETS. (RESEARCH ON THE DATA OF THE KEPLER COSMIC TELESCOPE)

Dmitrienko[1] E.S., Savanov[2] I.S.
[1]Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia
[2]Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The activity of young stars possessing planetary systems (K2-231, EPIC 219388192, K2-136, Kepler-66 and Kepler-67) is investigated. We constructed maps of the temperature inhomogeneities on their surfaces and made conclusions on the evolution of changes in the positions of the active regions. The spottedness parameters S of the stars' surfaces were determined. The positions of the objects in the S–Age, S–P and S–Ro diagrams were studied. We conclude that they correspond to the general nature of the dependences established, earlier, for 1570 M dwarfs and, in this study, for 34030 stars.

Ранее нами были представлены результаты изучения 4 молодых М-карликов, обладающих планетными системами: EPIC 210490365, EPIC 211901114, EPIC 205117205 (K2-33) и EPIC 247267267 [1–3]. В настоящей работе мы дополнили это исследование ещё пятью молодыми звездами с планетами: K2-231 и EPIC 219388192 из скопления Ruprecht 147, K2-136 (Гиады), Kepler-66 и Kepler-67 (NGC 6811). Обзоры многочисленных исследований планетных систем в скоплениях приводятся, например, в [4–5]. Для анализа были использованы кривые блеска звезд из архива наблюдений космической миссии «Кеплер», обработанные по методике [6–8]. Мы исследовали, как соотносятся найденные параметры центральных звезд планетных систем с общими закономерностями поведения 34030 звезд главной последовательности из [9] с $T_{эфф} < 6500$ К и периодом вращения P от 0.2 до 70 суток. Наши определения S были установлены по величинам Rvar, характеризующим амплитуду переменности блеска объектов, а их возраст – по уравнениям гирохронологической зависимости из [10].

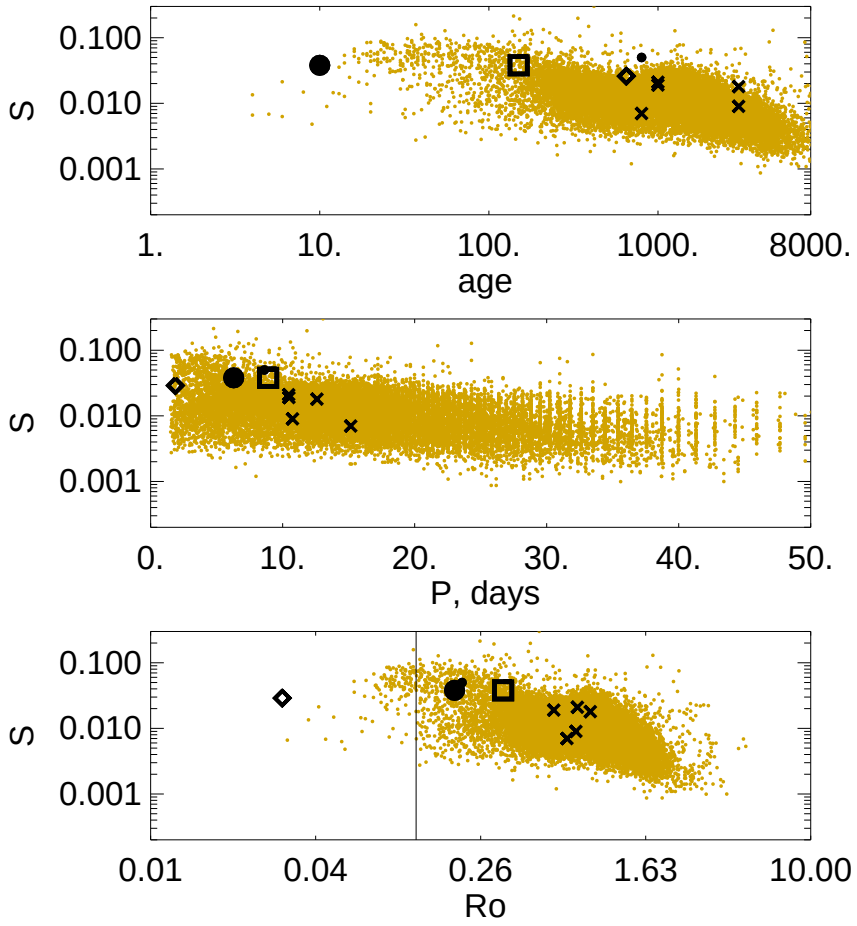


Рис. 1. Зависимость параметра запятненности звезд (*S*) от их возраста.(“age”, в млн. лет), периода вращения (“*P*”) и чисел Россби (“Ro”).

На рис. 1 представлены зависимости параметра запятненности звезд *S* от других физических характеристик. Вертикальная линия – Ro=0.13. На всех диаграммах положение объектов из [9] – светлые точки, K2-25 – ромб, K2-33 – большой кружок, EPIC 211901114 – средний кружок, EPIC 247267267 – квадрат. Положения объектов настоящего исследования представлены крестиками. Семь из рассматриваемых молодых звезд с планетами на диаграмме “*S*–Age” лежат значительно выше средней зависимости для карликов того же возраста, т.е. имеют повышенную активность. K2-231 находится близко к средней зависимости, а K2-136 (700 млн. лет) лежит ниже её. На диаграмме “*S*–*P*” 8 молодых звезд с планетными системами попадают в группу быстровращающихся объектов с $P < 10$–12 суток, а одна (K-136) находится рядом с ними (P=15.16 суток). Для трех самых быстровращающихся звезд – K2-33, EPIC 247267267 и EPIC 211901114 характерны большие значения *S*. K2-25, EPIC 219388192, Kepler-66 и Kepler-67 находятся несколько выше, а K2-231 (10.75 сут.) и K2-136 – ниже средней зависимости для карликов спектрального класса M со сходными по величине *P*. Диаграмма “*S*–Ro”, как было показано в [11], повторяет классическую зависимость между рентгеновской светимостью активных звезд и их числами Россби. Ре-

жим насыщения достигается при той же величине параметра Ro = 0.13. При установленных числах Россби для 5 исследуемых здесь звезд их положение на диаграмме "*S*–Ro" (ромбы) свидетельствует о возможной применимости оценок из [12]. Согласно этим оценкам, их рентгеновские светимости находятся в диапазоне величин lg(*R*x) от –4.49 до –4.46 (*R*x=*L*x/*L*bol), что существенно выше солнечной величины lg(*R*x) = –6.24 (см. [13]). До получения результатов точных рентгеновских наблюдений эти оценки могут быть использованы при моделировании влияния активности звезд на планеты.

К основным выводам данной работы можно отнести следующие. Выполнено исследование активности звезд, обладающих планетными системами: K2-231, EPIC 219388192, K2-136, Kepler-66 и Kepler-67. Возраст объектов установлен по их принадлежности к скоплениям (Гиады – порядка 650–800 млн. лет, NGC 6811 – 1 млрд. лет, Ruprecht 147 – 3 млрд.лет). K2-136 из скопления Гиады на момент открытия была первой мультипланетной системой в молодых скоплениях. Она обладает тремя планетами, среди которых есть планета земного типа. Была прослежена непрерывная эволюция активных областей на поверхности K2-231, EPIC 219388192, K2-136 в течение 70 суток и Kepler-66 и Kepler-67 за интервал времени около 4 лет. Представлены заключения о характере изменений блеска изучаемых звезд, найдены или уточнены периоды их вращения, которые лежат в интервале 9–15 суток. Для Kepler-66 и Kepler-67 получены оценки параметра дифференциального вращения $\Delta\Omega$=0.04–0.05 рад/сут и 0.04 рад/сут, соответственно. Построены карты температурных неоднородностей на поверхности изученных звезд и сделаны заключения о характере эволюции изменений положений активных областей. Были определены величины параметра *S* – площади запятненной поверхности звезд, которые для наших объектов находятся в пределах 0.7–4.5 % от площади их полной видимой поверхности. Изучено положение объектов на диаграммах *S* – возраст, *S* – период вращения и *S* – число Россби, сделан вывод о его соответствии общему характеру зависимостей, установленных нами ранее в [11] для 1570 M карликов и в настоящей работе для 34030 звезд из [9].

Авторы благодарны команде космического телескопа Кеплер.

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 8-52-45048 ИНДа / INT/RUS/RFBR/P-271 «Вспышки и активность звезд спектральных классов от F до M».

Литература

1. Dmitrienko E.S., Savanov I.S. Activity of an M4.5 Hyades dwarf with a planetary system // Astronomy Reports. V. 61. № 10. P. 871–877. 2017.
2. Savanov I.S., Dmitrienko E.S. Astronomy Reports. V. 62. № 8. 2018., в печати
3. Savanov I.S. //2018, в печати.

4. David T.J., Mamajek E.E., Vanderburg A. et al. Discovery of a transiting adolescent sub-Neptune exoplanet in the Cas-Tau association with K2 // arXiv:1801.07320. 2018.
5. Curtis J.L., Vanderburg A., Torres G. et al. K2-231 b: A sub-Neptune exoplanet transiting a solar twin in Ruprecht 147 // Astron. J. V. 155. № 4. article id. 173. 17 pp. 2018.
6. Savanov I.S., Dmitrienko E.S. Stellar activity from observations with the KEPLER space telescope: The M dwarf GJ 1243 // Astronomy Reports. V. 55. № 10. P. 890–895. 2011.
7. Savanov I.S., Dmitrienko E.S. Activity observed by the Kepler space telescope: The M dwarf LHS 6351 (KIC 2164791) // Astronomy Reports V. 56. № 2. 116–123. 2012.
8. Savanov I.S., Strassmeier K.G. Light-curve inversions with truncated least-squares principal components: Tests and application to HD 291095 = V1355 Orionis // Astronomische Nachrichten. V. 329. № 4. P. 364–371. 2008.
9. McQuillan A., Mazeh T., Aigrain S. Rotation periods of 34,030 Kepler main-sequence Stars: The full autocorrelation sample // Astrophys. J. Suppl. V. 211. № 2. article id. 24. 14 pp. 2014.
10. Reinhold T., Gison L. Rotation, differential rotation, and gyrochronology of active Kepler stars // Astron. and Astrophys. V. 583. id.A65. 15 pp. 2015.
11. Savanov I.S., Dmitrienko E.S. Spots and the activity of M dwarfs from observations with the Kepler Space Telescope // Astronomy Reports. V. 61. № 2. P. 122–129. 2017.
12. Wright N.J., Drake J.D., Mamajek E.E., Henry G.W. The stellar-activity–rotation relationship and the evolution of stellar dynamos // Astrophys. J. V. 743. № 1. article id. 48. 16 pp. 2011.
13. Armstrong D.J., Pugh C.E., Broomhall A.-M. et al. The host stars of Kepler's habitable exoplanets: superflares, rotation and activity // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. V. 455. № 3. P. 3110–3125. 2016.

УДК 524.6 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.031

ОЦЕНКА ВРЕМЕНИ РАЗРУШЕНИЯ ЗВЕЗД, ЗАХВАЧЕННЫХ В ОКРЕСТНОСТЬ СВЕРХМАССИВНОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ В СЦЕНАРИИ ХИЛЛЗА

Дремова[1] Г.Н., Дремов[1] В.В., Тутуков[2] А.В.
[1]Российский Федеральный Ядерный Центр, г.Снежинск, Россия
[2]ИНАСАН, г. Москва, Россия
G.N.Dryomova@mail.ru

ESTIMATIONS OF TIMESCALES OF STAR DESTRUCTION IN THE VICINITY OF A SUPERMASSIVE BLACK HOLE IN THE HILLS SCENARIO

Dryomova[1] G.N., Dryomov[1] V.V., Tutukov[2] A.V.
[1] Russian Federal Nuclear Centre, Snezhinsk, Russia
[2]INASAN, Moscow, Russia

Populations of hypervelocity stars (HVSs) ejected from the neighborhood of a supermassive black hole and S-stars captured in the galactic center are strictly correlated, as they are replenished due to the same Hills mechanism. S-stars are of a great interest for estimating the time of their tidal destruction, as well as estimating the time for effective "fouling" of the supermassive black hole with a "star coat". It is of interest to compare the calculated and observed populations of captured stars in the galactic center.

Сценарий Хиллза [1], рассматривающий динамический захват двойной звезды окрестностью сверхмассивной черной дыры (СМЧД), объясняет рождение сверхскоростных звезд (выброс одного из компонентов) и образование S-звезд как следствие перераспределения момента импульса в задаче трех тел. Это значит, что популяции сверхскоростных звезд (СЗ) и S-звезд, захваченных в галактическом центре, должны быть строго скоррелированы. Цель работы – численная оценка статистики S-звезд и времени их выживания в окрестности СМЧД.

Среднее время захвата S-звезды, τ_c, можно оценить как величину, обратную вероятности захвата двойной системы, p_c, в близкую окрестность СМЧД, $\tau_c \sim p_c^{-1}$. Вероятность захвата p_c была вычислена в рамках простой динамической модели звезд, заселенных в шаровом слое (10^{-2}пк<r<10^{-1}пк) на регулярных круговых орбитах в начальный момент времени [2].

Моделирование искажений начальных орбит вследствие случайных ударных столкновений, суммарный эффект от которых приводил бы к «сталкиванию» двойной системы (ДС) в близкую окрестность СМЧД ($r < r_{cri}$), позволяет оценить среднее время пересечения орбитой звезды границы области потенциальной генерации СЗ ($r_{cri}=10^{-3}$ пк). Заселенность шарового слоя проводилась методом экстраполяции в соответствии с кривой вращения

Галактики, построенной в [3] для трехкомпонентной модели (диск, балдж, гало). Результирующая вероятность захвата ДС в область $r<10^{-3}$пк, просуммированная по всем возможным начальным положениям в шаровом слое, составила $p_c \approx 2\cdot10^{-5}$ в год, то есть ДС захватывается в область потенциальной генерации СЗ раз в 50 тысяч лет. Эта оценка была получена при условии, что дисперсия скоростей для $r < r_{\rm cri}$ принята равной круговой скорости 60 км/с [3].

При моделировании случайных прохождений ДС на заданном перицентрическом расстоянии r_p от СМЧД вероятность захвата ДС корректировалась как $p_c\cdot(r_p/r_{\rm cri})^3$. Эта вероятность понижалась коэффициентами $p_{\rm ej}$ и $p_{\rm s}$. Первый из них, $p_{\rm ej}$, отражает условие, что один из компонентов ДС будет точно выброшен из окрестности СМЧД с заданного перицентрического расстояния со скоростью, способной преодолеть гравитационное поле СМЧД (>750 км/с [4]). Второй коэффициент, $p_{\rm s}$, показывает, что при выбросе компонент не разрушится силами приливной гравитации СМЧД [4].

Идея привлечения широких ДС (A=11.3–425 $R_{\rm o}$), для которых область, благоприятная для выбросов СЗ, должна быть протяженней, получила подтверждение результатами моделирования [5]. Оказалось, что для тесной ДС ($4.5M_{\rm o}$+$2.5M_{\rm o}$; A=$11.3R_{\rm o}$) события выбросов СЗ не генерируются при прохождении ее на расстоянии дальше 1800 $R_{\rm o}$ от СМЧД (M=$3.4\cdot10^6$ $M_{\rm o}$), в то время как для широкой ДС ($4.5M_{\rm o}$+$2.5M_{\rm o}$; A=$425R_{\rm o}$) вероятность выброса СЗ, хотя и невысокая ($p_{\rm ej}=10^{-4}$), сохраняется на перицентрических расстояниях до 50 000$R_{\rm o}$.

Коэффициенты $p_{\rm ej}$ и $p_{\rm s}$ были рассчитаны в постановке задачи трех тел [5] и N тел [6], соответственно, где N – число гравитирующих элементов, из которых состоит звезда. Таким образом, результирующая вероятность захвата ДС, с последующим выбросом СЗ и образованием S-звезды, оценивалась как

$$p=p_{\rm ej}\cdot p_{\rm s}\cdot p_c\cdot(r_p/r_{\rm cri})^3. \qquad (1)$$

Схема оценки шкалы разрушения S-звезд, $\tau_{\rm destr}$, сводится к расчетному значению скорости выброса СЗ – $V_{\rm ej}$, по которой можно определить унесенную энергию выброшенной СЗ: $E_{\rm ej}= m_{\rm ej}\cdot V_{\rm ej}^2/2$. Полагая, что выброс звезды как СЗ происходит в области перицентра, полную энергию оставшегося в поле СМЧД компаньона можно записать как

$$E = m_{\rm S}\cdot V_{\rm p}^2/2 - m_{\rm ej}\cdot V_{\rm ej}^2/2 - {\rm G}M_{\rm BH}\cdot m_{\rm S}/r_{\rm p}, \qquad (2)$$

где $m_{\rm ej}$ – масса выброшенной звезды; $m_{\rm S}$ – масса оставшегося компаньона на орбите вокруг СМЧД; $M_{\rm BH}$ – масса СМЧД, $V_{\rm p}$ и $r_{\rm p}$ – скорость и расстояние захваченной звезды в перицентре.

Используя оценку полной энергии в перицентре, можно из уравнения траектории найти новое значение апоцентра для измененной выбросом СЗ орбиты захваченного компаньона:

$$\frac{dr}{dt} = \sqrt{\frac{2}{m_S}\left(E - U(r)\right) - \frac{M^2}{m_S^2 r^2}}\,, \qquad (3)$$

где $U(r)$ – энергия гравитационного взаимодействия сверхмассивной черной дыры с захваченной в ее окрестность второй звездой и M – момент импульса. Этот шаг позволяет рассчитать большую полуось новой орбиты S-звезды как $a = (r_a + r_p)/2$.

Далее, адаптируя формулу (6) из [7] для оценки времени слияния двух СМЧД, можно оценить время приливного разрушения S-звезды в поле одиночной СМЧД:

$$\tau_{destr} \approx 10^8 \cdot \left(a \big/ R_o \right)^4 \cdot \left(M_{BH} \big/ M_o \right)^{-3}. \qquad (4)$$

Вопрос статистики S-звезд можно решить из анализа соотношения времени выживания S-звезд в окрестности СМЧД и времени захвата ДС в окрестность СМЧД с последующей «успешной» генерацией СЗ и образованием S-звезды. Сравнительный анализ этих шкал удобно представить в зависимости от r_p для фиксированного значения большой полуоси родительской ДС (Рис.1). Пунктирные и сплошные кривые показывают, соответственно, время разрушения S-звезды (τ_{destr}) и время захвата (τ_c) ДС в зависимости от перицентрического расстояния r_p и большой полуоси ДС. Заштрихованная область на Рис.1, образованная пересечением этих кривых, когда $\tau_{destr} > \tau_c$, иллюстрирует протяженность зоны накопления S-звезд в окрестности СМЧД в зависимости от перицентрического расстояния (7000 R_o – 50 000 R_o) и большой полуоси ДС (56 R_o – 425 R_o).

Используя зависимость распределения ДС по большим полуосям согласно [8] ($dN \sim A^{-1} dA$), можно оценить вероятность, что данная ДС имеет фиксированную большую полуось. С учетом этой вероятности предсказывается численность S-звезд в окрестности СМЧД ($r < 10^{-3}$пк), таких звезд оказалось ~10.

В рамках проекта мониторинга Галактического центра сегодня внимательно отслеживаются орбиты 40 S-звезд [9], самые близкие из которых к Sgr A* – на удалении $4 \cdot 10^{-3}$ пк. Представляет большой интерес продолжение мониторинга галактического центра и моделирования орбит S-звезд, оценка времени выживания которых важна для изучения резерва звезд с релятивистскими скоростями.

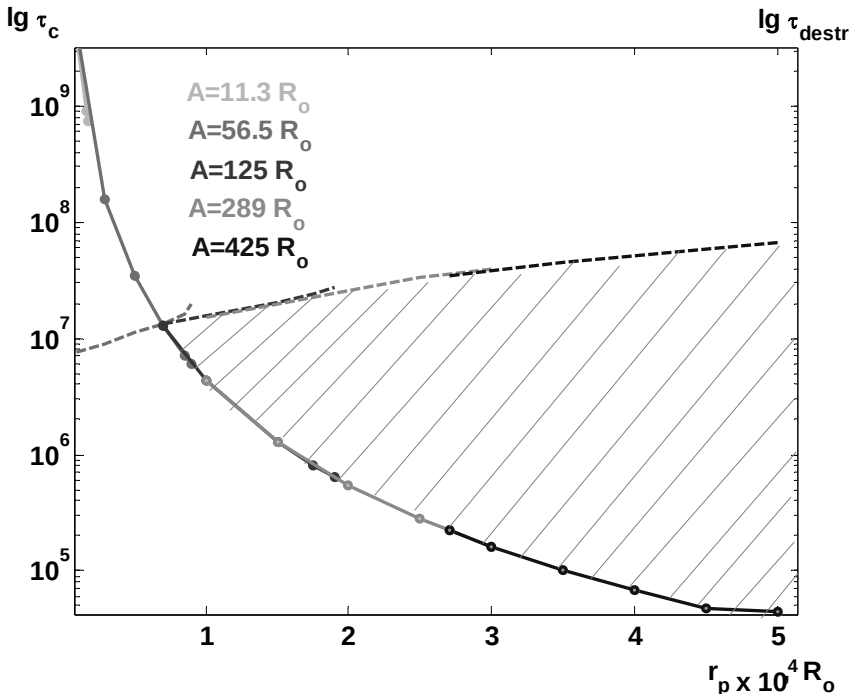


Рис. 1. Зависимости временной шкалы разрушения S-звезд в поле СМЧД (τ_{destr}) и временной шкалы захвата ДС (τ_c) от r_p. Различные участки кривых, выделенные оттенками в черно-белой палитре, соответствуют различным большим полуосям ДС.

Литература

1. Hills J. Hyper-velocity and tidal stars from binaries disrupted by a massive Galactic black hole // Nature. V. 331. P. 687–689. 1988.
2. Дремова Г.Н., Дремов В.В., Тутуков А.В. Оценка вероятности захвата двойной системы окрестностью сверхмассивной черной дыры //Астрон. Журнал. Т. 93. С. 685–691. 2016.
3. Sofue Y., Rubin V. Rotation curves of spiral galaxies // Annu. Rev. Astro. Astrophys. V. 39. P. 137–174. 2001.
4. Wu X., Famaey B., Gentile G. et al. Milky Way potentials in cold dark matter and MOdified Newtonian Dynamics. Is the Large Magellanic Cloud on a bound orbit? // Mon. Not. R. Astron. Soc. V. 386. P. 2199–2208. 2008.
5. Дремова Г.Н., Дремов В.В., Орлов В.В. и др. Вероятность образования сверхскоростной звезды в Галактике //Астрон. Журнал. Т. 92. С. 907–924. 2015.
6. Dryomova G.N., Dryomov V.V., Tutukov A.V. Survival probability for a hypervelocity star in close neighborhood of a supermassive black hole //Baltic Astronomy. V. 24. P. 1–8. 2015.
7. Тутуков А.В., Федорова А. В. Природа сверхскоростных звезд // Астрон. Журнал. Т. 86. С. 902–913. 2009.
8. Свечников М.А. Исследование эффектов взаимодействия в тесных двойных системах с нерелятивистскими компонентами //Таллин. Валгус. С.26. 1990.
9. Gillessen S., Plewa P., Eisenhauer F. et al. An update on monitoring stellar orbits in the Galactic center // Astron. J. V. 837. P. 30–49. 2017.

УДК 520.6 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.032

ОБОСНОВАНИЕ НЕОБХОДИМОСТИ НАБЛЮДЕНИЙ СПУТНИКОВ ПЛАНЕТ НА ИСКУСТВЕННОМ СПУТНИКЕ ЗЕМЛИ

Емельянов Н.В.
ГАИШ МГУ, г. Москва, Россия
emelia@sai.msu.ru

RATIONALE FOR OBSERVING PLANETARY SATELLITES FROM AN EARTH ARTIFICIAL SATELLITE

Emelyanov N.V.
SAI MSU, Moscow, Russia

The study of the dynamics of natural planetary satellites is relevant for ensuring space missions and for determining physical parameters of planets and satellites. For progress, it is necessary to extend the time interval of observations by new regular observations performed with better or previous accuracy. Observations performed from an Earth artificial satellite have special advantages for this purpose.

Актуальность изучения динамики спутников планет обусловлена следующими причинами. Необходимы все более точные эфемериды спутников планет для обеспечения космических миссий. Изучение динамики спутников на основе астрометрических наблюдений позволяет определять физические параметры планет и спутников, в частности, вязкость небесных тел. Это нужно для будущего расширения среды обитания в Солнечной системе. Уточнение орбитальных параметров далеких спутников планет позволяет проверять гипотезы о происхождении и эволюции Солнечной системы.

Основой изучения динамики являются наблюдения. Поэтому успех дела в первую очередь зависит от состава и точности наблюдений. Анализ построения моделей движения спутников на основе наблюдений приводит к следующим выводам [1,2].

1. Для построения модели движения любого небесного тела всегда стараются использовать набор всех существующих в мире наблюдений, начиная с момента открытия этого небесного тела.
2. Продолжение наблюдений небесных тел даже с прежней точностью оказывается полезным.
3. Преимущества одних наблюдений по сравнению с другими определяется их точностью, а также интервалом времени, на котором они выполнены.
4. Любые новые наблюдения, даже более точные, всегда используются только как дополнение к уже существующей базе данных.

Эти выводы составляют особенность практической небесной механики по сравнению со многими другими исследованиями небесных тел, когда но-

вые ценные научные результаты получаются на основе только новейших наблюдений, которые по точности перекрывают старые. Более точная и адекватная действительности модель движения небесного тела строится на основе более полной базы данных наблюдений.

Среди разнообразных типов наблюдений весьма эффективными оказываются астрометрические наблюдения с борта искусственного спутника Земли (ИСЗ). Наблюдения с помощью Hubble Space Telescope (HST) дали высокую точность координат спутников. Наблюдения со спутника WEIS позволили добавить в базу данных астрометрические положения далеких спутников Юпитера. Таких данных пока имеется совсем не много.

Преимущества наблюдений с ИСЗ очевидны благодаря двум основным свойствам. Во-первых, это внеатмсферные наблюдения, поэтому качество изображения выше, чем при наблюдениях с Земли при прочих равных условиях. Во вторых, наблюдения могут выполняться даже в те моменты, когда угловое расстояние объекта от Солнца невелико, а наземные наблюдения невозможны. К сожалению, астрометрических наблюдений с помощью ИСЗ делается мало. Интервал времени наблюдений, выполненных с помощью HST, весьма мал, что снижает ценность наблюдений. Наблюдения спутников планет с помощью телескопа на спутнике WEIS начаты недавно и проводятся весьма редко. Указанные обстоятельства обосновывают высокую актуальность будущих наблюдений естественных спутников планет с борта искусственного спутника Земли.

Продолжение наблюдений спутников планет даже с прежней точностью весьма ценно. Это демонстрируют следующие примеры, построенные на воображаемых данных, близких к действительным. Свойство орбитальных движений небесных тел таково, что орбитальная долгота увеличивается монотонно со временем. Если исключить из ее значений, полученных из наблюдений, функцию ее теоретического изменения, то можно получить остаточные отклонения O–C, вызванные ошибками наблюдений и неучтенными в модели эффектами. Получим примерно то, что изображено для некоторого воображаемого небесного тела на Рис. 1а. Сначала ничего интересного. Однако если поискать старые наблюдения и продолжать наблюдать интересующее нас небесное тело, то можно получить то, что показано на Рис. 1б. Мы видим почти квадратичное по времени изменение долготы. Такой эффект может появиться только из-за неучтенной диссипации механической энергии небесного тела, что может быть вызвано, например, приливными силами, обусловленными вязкостью планет и спутников. Здесь видно, что именно расширение интервала времени наблюдений обеспечило прогресс в наших знаниях.

Параметры вязкости Юпитера, Сатурна и некоторых спутников были определены из астрометрических наблюдений в работах [3, 4].

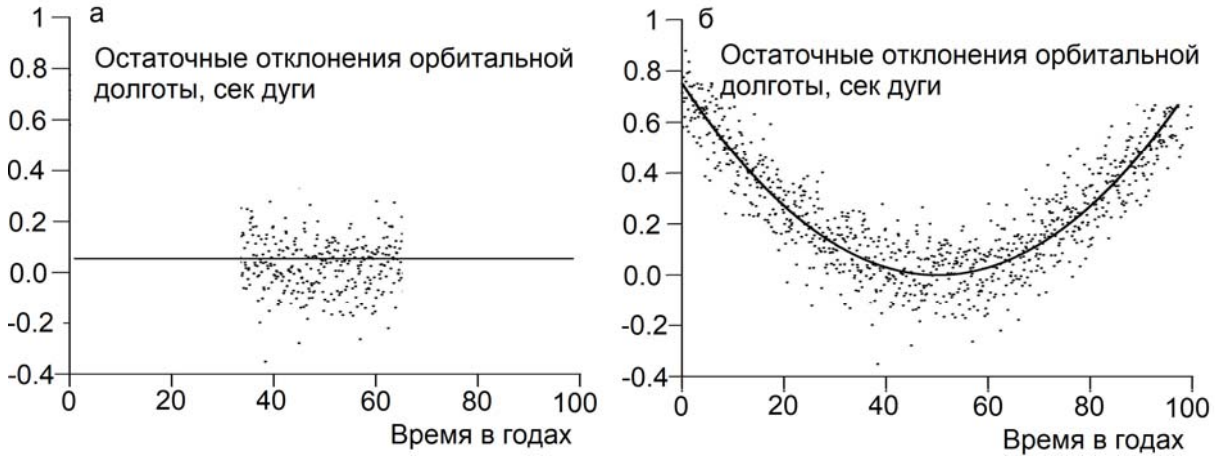


Рис. 1

Выясним теперь, какова связь интервала времени наблюдений и точности эфемерид. Посмотрим на Рис. 2а. Показаны значения орбитальной долготы небесного тела, полученные из наблюдений на интервале времени (t_1, t_2). Налицо некоторый «шум» и линейное изменение. На основе теории и наблюдений мы можем вычислить возможные значения долготы на интересующий нас момент времени t_f, ограниченные прямыми линиями на рисунке. Если мы продолжим наблюдения с прежней точностью до момента t_3, то точность эфемериды улучшится, что и видно на Рис. 2б. Этот пример показывает типичную ситуацию с построением новых эфемерид спутников.

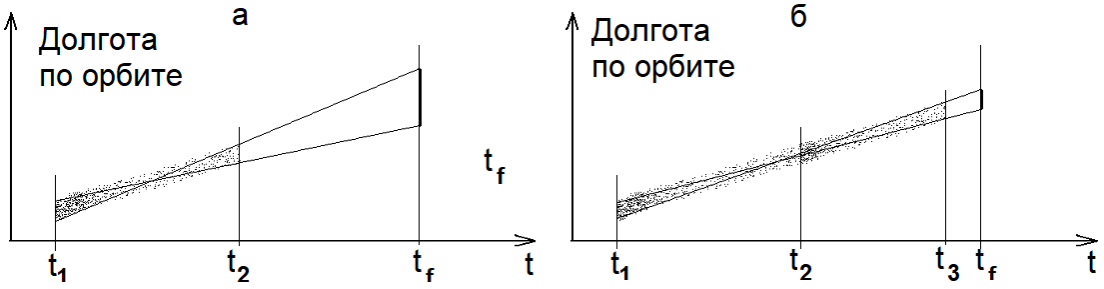


Рис. 2

Процесс уточнения моделей движения спутников выглядит следующим образом. На каком-то этапе накоплены наблюдения. Исследователи проводят определение параметров движения и выдают эфемериды спутника. Проходит некоторое время. Работают наблюдатели. В какой-то момент накапливается порция новых наблюдений. Тогда исследователи берут старые наблюдения, добавляет к ним новые, переопределяют параметры движения на основе более полного состава наблюдений и выдают новые, более достоверные эфемериды. Большая их достоверность обусловлена тем, что эфемериды построены на основе большего числа наблюдений, выполненных на большем интервале времени. Примеры таких работ можно найти в публикациях [5, 6].

Довольно часто случается ситуация, когда наблюдатели, выполнившие новые наблюдения, сотрудничают с теми, кто может уточнять эфемериды. Иногда авторы сами умеют наблюдать и уточнять эфемериды. Таким обра-

зом, вместе с результатами наблюдений спутников в новом проекте публикуются новые данные о планетах и спутниках.

Возможны следующие типы наблюдений. Первый тип – это измерения координат относительно звезд, называемые еще «абсолютными» наблюдениями. Здесь в результат наблюдения полностью входит ошибка звездных каталогов. Эта проблема в последнее время снимается наличием новых каталогов (Hiparcos, GAIA). Обработка изображений при абсолютных измерениях может делаться обычными методами, которые применяются при обработке ПЗС-изображений. Второй тип – относительные измерения. Измеряются разности координат пар спутников. На основе таких наблюдений можно определять орбиты обоих спутников. При относительных измерениях вектор спутник–спутник на небесной сфере может быть спроектирован на любое направление в поле зрения, и как результат измерения может выдаваться величина этой проекции. При этом направление вектора, на который проектируется вектор спутник–спутник, должно быть также известно относительно направления на полюс мира для каждого измерения. На основе таких одномерных относительных измерений можно определять параметры орбит спутников. Третий и четвертый типы измерений – это угловое расстояние между спутниками и позиционный угол вектора спутник–спутник, определенный относительно направления на полюс мира.

К настоящему времени известно 179 естественных спутников планет (кроме Луны). Спутники имеют звездные величины от 4.5 до 26. Наиболее яркие – Галилеевы спутники Юпитера, их звездные величины 4.5 – 5.5. Главные спутники Сатурна имеют звездные величины от 8.8 до 15.4, далекие спутники Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна – от 14 и более.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 16-52-150005).

Литература

1. Емельянов Н.В. Актуальные задачи динамики спутников планет и двойных стероидов на основе наблюдений // Астронон. вестн. Т. 51. № 1. С. 24–43. 2017.
2. Емельянов Н.В. Динамика естественных спутников планет на основе наблюдений // Астрон. журн. 2018. В печати.
3. Lainey V., Arlot J.-E., Karatekin O., van Hoolst T. Strong tidal dissipation in Io and Jupiter from astrometric observations // Nature. V. 459. Issue 7249. P. 957–959. 2009.
4. Lainey V., Karatekin O., Desmars J., Charnoz S., Arlot J.-E., Emelyanov N. et al. Strong tidal dissipation in Saturn and constraints on Enceladus' thermal state from astrometry // Astrophys. J. V. 752. Issue 1. Article id. 14. 2012.
5. Brozovic M., Jacobson R. A. The orbits of the outer Uranian satellites // Astron. J. V. 137. P. 3834–3842. 2009.
6. Emelyanov N. V., Nikonchuk D.V. Ephemerides of the main Uranian satellites // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. V. 436. Issue 4. P. 3668–3679. 2013.

УДК 524.7 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.033

ПОЛОСТИ В ГАЗОВОМ ДИСКЕ ГАЛАКТИКИ NGC 6946

Ефремов Ю.Н.
ГАИШ МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия
zasov@sai.msu.ru

CAVITIES IN THE GAS DISK OF THE GALAXY NGC 6946

Efremov Yu.N.
SAI MSU, Moscow, Russia

We use the spiral galaxy NGC 6946 as an example to consider anew the origin of rounded regions in gas disks of galaxies (first of all, of spiral ones) with the gas (HI) density within them much lower than around them.

На примере спиральной галактики NGC 6946 (Рис. 1) рассматривается заново проблема происхождения в газовых дисках галактик (прежде всего спиральных)округлых областей, внутри которых плотность газа (HI) существенно меньше, чем по соседству. В некоторых из этих областей (HI holes) наблюдаются небольшие участки, в которых газ, относящийся к NGC 6946, отсутствует вовсе. Об этом позволяют судить не только лучевые скорости и необычные параметры ионизованного водорода газа внутри этих участков, не встречающиеся в плоскости нашей Галактики, - но типичные для наблюдаемых на её сравнительно высоких широтах, где и расположена NGC 6946.

Существование таких «дырочек» в плоскости NGC 6946 было обнаружено при спектральном исследовании этой галактики на БТА В.Л. Афанасьевым и Ю.Н. Ефремовым с соавторами около десяти лет назад, но до сих пор природа этих объектов неясна. Их известно немного, но специально они не искались. Впрочем, происхождение больших дыр в газовом диске NGC 6946 (как и в других галактиках) также остаётся дискуссионным. Наиболее популярная гипотеза их образования как последствий взрывов сверхновых явно не проходит; более реалистична гипотеза прохождения сквозь газовый диск галактики объектов с высокой кинетической энергией (мини-скоплений?) – но она тоже встречает возражения.

Лучшие изображения NGC 6946 в HI показывают, что все агрегаты газовых облаков состоят из меньших тесных групп – и такие облака обычны и внутри наибольших дыр в газовом диске этой галактики.

NGC 6946 имеет широту 12°, и в пустотах ее диска (дырочках) видны характерные для таких широт спектральные признаки газа нашей Галактики – аномальные соотношения интенсивностей некоторых линий. Полоса HI с лучевой скоростью, точно соответствующей ее значению внутри полостей газового диска NGC 6946. прекрасно видна на кривой вращения этой галактики.

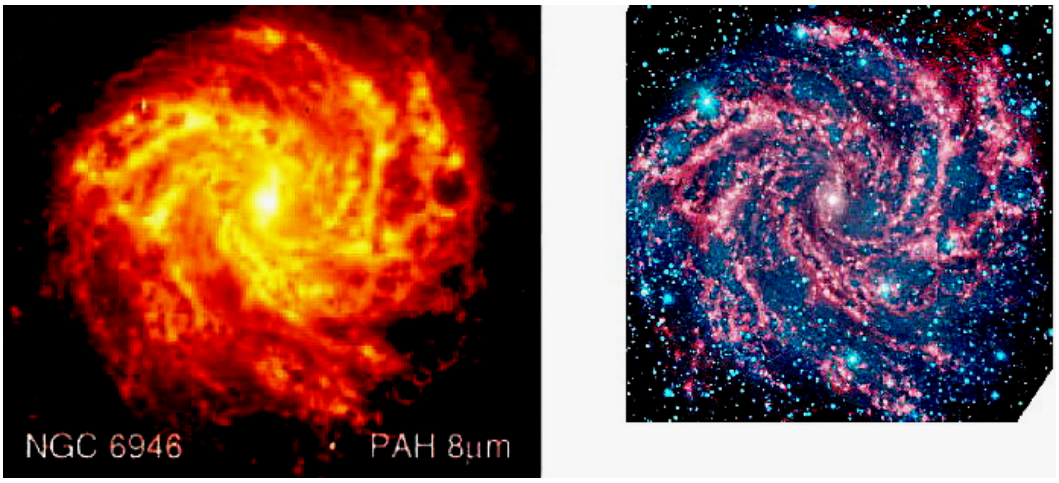


Рис. 1. NGC 6946 в IR-диапазоне (8 mum) и в ближней ИК-области.Коллаж изображений исследованных систем.

УДК 520.3 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.034

ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО РЕЖИМА КАМЕРЫ ASTRONIRCAM

Желтоухов С.Г., Татарников А.М., Шатский Н.И.
ГАИШ МГУ, г. Москва, Россия
andrew@sai.msu.ru

CHARACTERIZATION OF ASTRONIRCAM SPECTRAL MODE

Zheltoukhov S.G., Tatarnikov A.M., Shatsky N.I.
SAI MSU, Moscow, Russia

The spectral mode of the infrared camera-spectrograph ASTRONIRCAM is described. The resolving power with the narrowest 0.9″ slit varies within R=1140–1440; the wavelength calibration is stable at the 0.3 Å level. The resulting instrument light efficiency in the long-slit mode ranges from 6 to 15% in the bands from Y to K; scattering and diffraction efficiency of the surface-ruled grisms are primary limiting factors. The cross-dispersion mode throughput is ~4-5 times lower. Airglow lines and thermal background permit exposures longer than one hour.

The ASTROnomical NearInfraRed CAMera (ASTRONIRCAM) – камера-спектрограф, установленная на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ. Камера может работать в двух режимах – фотометрическом (получение прямых снимков неба в различных фильтрах) и спектральном (получение спектров низкого разрешения). В настоящей работе мы характеризуем спектральный режим ASTRONIRCAM с целью определения возможностей прибора по измерению ИК-спектров различных астрономических объектов и описываем особенности редукции данных.

Основным элементом камеры является HgCdTe матрица формата 2048×2048 элементов модели H2RG, с квантовой эффективностью >90%, шумом считывания 12 электронов и емкостью ячеек ~120000 электронов. Изображение на приемнике формируется оптической схемой, состоящей из входного окна, фокальной турели с входной диафрагмой поля и набором спектральных щелей, коллиматора, двух турелей фильтров и гризм и камерного объектива. Все элементы после окна и детектор охлаждаются жидким азотом. Считывание и оцифровка сигнала осуществляется контроллером ARC Gen III [1]. Подробности конструкции и работы камеры см. в [2].

В качестве дисперсоров в ASTRONIRCAM используются гризмы. В первой турели фильтров установлены две гризмы для режима кросс-дисперсии, работающие в первом порядке. Во второй – основная гризма, работающая в порядках от 6 до 3, в зависимости от требуемого спектрального диапазона *Y*, *J*, *H* или *K*.

При работе в спектральном режиме используется одна из пяти длинных (280″, режим длинной щели) или пяти коротких (10″, режим кросс-

дисперсии) щелей, устанавливаемых фокальной турелью. В каждом комплекте имеются щели шириной 0.9″, 1.3″, 1.8″, 2.7″ и 7.2″ в проекции на небо.

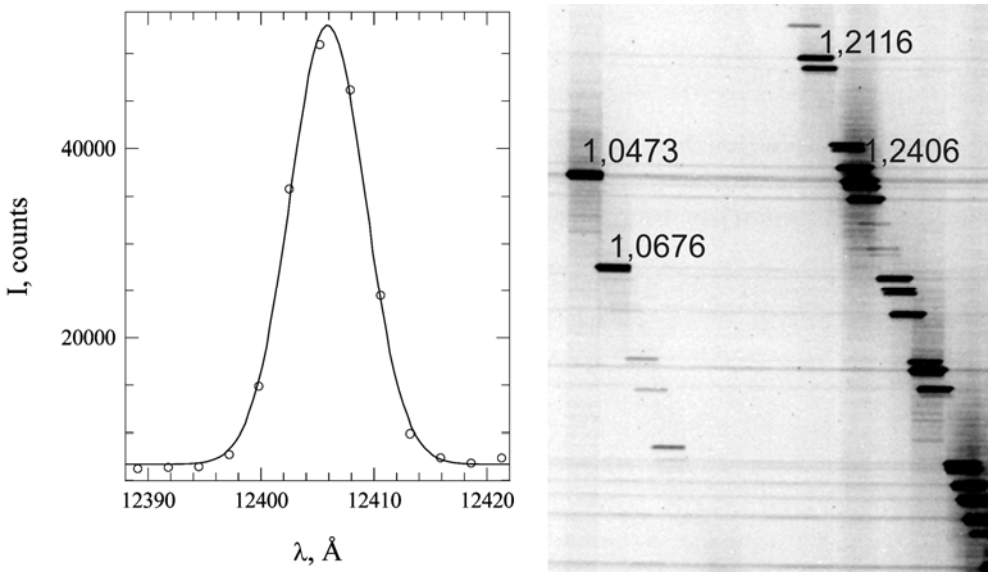


Рис. 1. Профиль спектральной линии и фрагмент кадра со спектром калибровочной лампы с 6-м и 5-м порядками (подписаны длины волн некоторых линий в мкм). На кадре хорошо виден свет, рассеянный основной гризмой (вертикальные полосы) и кросс-дисперсором (горизонтальные полосы).

Для отсечения нерабочих порядков при наблюдениях с длинной щелью используются светофильтры YOS, JOS, *H* и *K*, установленные в том же колесе фильтров, что и гризмы кросс-дисперсии. Светофильтры для отсечения лишних порядков в режиме кросс-дисперсии наклеены непосредственно на соответствующие дополнительные гризмы. При работе в этом режиме на одном кадре получаются спектры сразу двух диапазонов – YOS+JOS или *H*+*K*.

Для калибровки в спектральном режиме используется внешний калибровочный блок, содержащий лампу накаливания и спектральную аргоновую лампу.

Наблюдения с длинной щелью проводятся в 4 спектральных диапазонах, называемых по сортирующим порядки фильтрам YOS, JOS, *H* и *K*. Получаемый спектр отягощен геометрическими искажениями, аппроксимация поля которых выполняется двумерным полиномом малой степени (до 4). По спектрам аргоновой лампы строится матрица смещений, исправляющая кривизну спектральных линий. А по спектрам нескольких звёзд в разных местах щели получается матрица коэффициентов дисторсии (искажения масштаба вдоль щели на разных длинах волн – максимальное измеренное «сжатие» спектра составляет 8 пикселей при размере спектра 1000 пикселей, т. е. менее 1%).

Остаточные отклонения формы линий от прямой амплитудой до 0.2 пикселя исправляются полиномом 10 степени, и в итоге их амплитуда не превышает 0.05 пикселя.

Дисперсионная кривая строится по спектру аргоновой лампы. При этом каждый из спектральных диапазонов аппроксимируется модельным спектром. В результате зависимость длины волны от координаты на изображении описывается полиномом 3 степени с СКО положений центров линий калибровочной лампы менее 0.3 Å. При этом дисперсия на λ=1.25 мкм равна 2.68 Å/pix.

Смещение изображения спектра на детекторе вследствие поворота инструмента механическим деротатором, вращения колес и дрейфа температуры криостата в сумме не превышает 0.15 пиксела в рабочих интервалах параметров.

В режиме кросс-дисперсии рабочие порядки спектров наклонены к направлению дисперсии основной гризмы (Рис. 1). Для трассировки порядков используются спектры калибровочной лампы накаливания, по которым строится полином третьей степени, определяющий смещения центра полосы нужного порядка спектра. После этого исправляется кривизна линий и определяется дисперсионная кривая.

Процедура обработки наблюдательных данных начинается с коррекции данных плохих пикселов. После этого снимки исправляются за нелинейность чувствительности детектора, не превышающую 15% при максимальном уровне сигнала [2]. Затем спектр корректируется в соответствии с имеющимися калибровочными данными, и в результате работы алгоритма получается спектр с известной дисперсионной кривой и исправленными искажениями формы линий и масштаба вдоль щели.

В таблице 1 для щелей 0.9″ и 2.7″ представлены усреднённые FWHM линий для каждого спектрального диапазона, а так же оценка спектральной разрешающей силы $R=\lambda_0/\mathrm{FWHM}$.

Таблица 1. Измеренные ширина профиля и разрешающая сила ASTRONIRCAM.

Щель	YOS, 1.12μm	JOS, 1.33μm	*H*, 1.65μm	*K*, 2.2μm
Slit7, 0.9″	7.8 Å 1440	11.3 Å 1180	14.2 Å 1160	16.1 Å 1370
Slit10, 2.7″	19 Å 580	24 Å 550	30 Å 550	40 Å 550

По спектру ночного неба был определён фотометрический профиль щели. Он показывает наличие некоторого виньетирования в системе. В полосе *H* поток на краю щели меньше потока в центре примерно на 10%.

Световая эффективность ASTRONIRCAM при работе в спектральном режиме оценивалась по наблюдениям с наиболее широкой щелью звезд спектрального класса A0V, используемых в качестве теллурических стандартов. С учётом прозрачности атмосферы в зените P=0.95, линейного центрального экранирования ♏=0.40 и коэффициента отражения каждого из зеркал телескопа R=0.9, эффективность самой камеры в полосах Y, J, H и K оказалась равна 6%, 9%, 12% и 15%, соответственно. При использовании дополнительной гризмы в режиме кросс-дисперсии эффективность камеры сильно падает — до 1%, 2%, 3% и 4%, соответственно.

Спектрограф ASTRONIRCAM имеет очень высокое светорассеяние – основная гризма рассеивает в направлении дисперсии до 50%, гризмы кросс-дисперсии – до 16% света. По-видимому, высокое рассеяние света и низкая эффективность дифракции в рабочие диапазоны, обеспечиваемые рабочими гризмами с поверхностным штрихом, и являются главными факторами относительно низкой спектральной эффективности прибора при высоком пропускании в фотометрическом режиме.

Предельная экспозиция в спектральном режиме ASTRONIRCAM определяется яркостью линий неба, а в фильтре K еще и величиной теплового фона. И тот, и другой фактор переменны, но предварительные оценки показывают, что экспозиции могут достигать нескольких часов без насыщения фонового сигнала неба.

По результатам спектральных наблюдений с камерой ASTRONIRCAM спутников Юпитера Каллисто и Европы опубликована статья [3], готовятся публикации по наблюдениям спектров симбиотических звезд и Post-AGB объектов.

Работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского университета. Н.И. Шатский и С.Г. Желтоухов выражают благодарность за финансовую поддержку Российскому Научному Фонду, грант 17-12-01241 (постановка задачи и разработка алгоритма коррекции).

Литература

1. Leach R.W., Low F.J. CCD and IR array controllers // Proc. of SPIE conf. on optical and IR telescope instrumentation and detectors. Eds. M. Iye, A.F.M. Moorwood. V. 4008. P. 337. 2000.
2. Наджип А.Э., Татарников А.М., Туми Д.У. и др. ASTRONIRCAM — инфракрасная камера-спектрограф 2.5-м телескопа КГО ГАИШ // Астрофиз. Бюлл. Т. 72. С. 382–398. 2017
3. Бусарев В.В., Татарников А.М., Бурлак М.А. Сравнение и интерпретация спектральных характеристик ведущей и ведомой полусфер Европы и Каллисто // Астрон. вестник. Исследования Солнечной системы. Т. 52. С. 305–315. 2018.

УДК 524.3 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.035

GAIA DR2 И СВЕРХСКОРОСТНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Жуйко С.В., Уткин Н.Д., Чемель А.А., Дамбис А.К.
МГУ имени М.В. Ломоносова, ГАИШ
navigator@sai.msu.ru

GAIA DR2 AND HYPERVELOCITY STARS

Zhuiko S.V., Utkin N.D., Chemel A.A., Dambis A.K.
Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov State University, Moscow, Russia

The main goal of the work is to compile a classification of the hypervelocity stars, to study the mechanisms of emission of hypervelocity stars depending on the initial conditions and properties of the stellar population of the Galactic Center. A study of aggregate data, including data from the Gaia DR2 catalog, will help determine their origin and dynamic evolution.

Первая сверхскоростная звезда была открыта У.Брауном в 2005 г. Телескоп MMT выполнял спектральный обзор и обнаружил звезду спектрального класса B главной последовательности массой $3M_{\odot}$, движущуюся с галактоцентрической скоростью 700 км/с, что в 2 раза превышает скорость покидания на расстоянии 100 кпк [1]. Существование таких звезд предсказал Дж. Хиллз [2]. Открытие первой сверхскоростной звезды вызвало всплеск интереса к концепции Хиллза, которая пролежала без дела около 20 лет. Когда спросили его мнение относительно открытия, Хиллз ответил, что «настало время их найти» [3]. Множество возможных способов ускорения звезд до сверхвысоких скоростей предложено, например, в работе [4], но механизм Хиллза уникален в своей способности ускорять большое количество звезд главной последовательности. Они могут ускоряться и выбрасываться из любой галактики со сверхмассивной черной дырой в центре. Существует несколько возможных определений сверхскоростных звезд [5]. По Брауну звезды, которые своим происхождением обязаны галактическому центру и являются звездами главной последовательности, называются сверхскоростными, а те, которые вылетают из галактического диска − сверхубегающими.

Млечный Путь содержит $2 \cdot 10^{11}$ гравитационно-связанных звезд и весьма малое количество гравитационно-несвязанных звезд, полная энергия которых в гравитационном поле положительна. Они исходят из галактического центра, перемещаются в темное гало и по прямолинейным траекториям покидают Галактику. Обозначим их аббревиатурой ССЗ. Чтобы проверить гипотезу об их происхождении в галактическом центре с помощью кинематических исследований, необходимо определить текущие пространственные скорости ССЗ. К сожалению, их собственные движения на небесной сфере ничтожны. Для определения пространственных траекторий ССЗ надо было бы затратить многие десятилетия при использовании самых совершенных

наземных телескопов. Однако с появлением второго выпуска каталога Gaia точные лучевые скорости, полученные методом спектроскопии на 6.5-м и 8.1-м телескопах, дополняются измерениями собственных движений беспрецедентной точности. Спутник ESA Gaia предоставил самый полный и точный каталог Млечного Пути с астрометрическими параметрами для более 1 миллиарда звезд. Но выборка из Gaia будет иметь другой диапазон масс и расстояний по сравнению с выборкой, не являющейся выборкой из Gaia − звезды массой (2.5-4)$M_{\odot}$ в темном гало [6]. Исследование совокупных данных поможет определить происхождение ССЗ, подтвердить или опровергнуть тот факт, действительно ли они являются сверхскоростными, а также дает возможность уточнить модель галактического потенциала [7, 8, 9, 10].

Звезда HD 271791 − первый пример так называемой сверхубегающей звезды, выброшенной из диска в сторону вращения Галактики. Обозначим такие звезды аббревиатурой СУЗ. Отметим, что термин «убегающая" был предложен А. Блаау [11]. Так происходит, когда в бывшей тесной и массивной двойной системе один компонент массой 55$M_{\odot}$ взрывается как сверхновая. При определенных параметрах двойной системы второй компонент приобретает высокую пространственную скорость и становится СУЗ после распада системы из-за взрыва сверхновой типа SNI b/c. Механизм динамического выброса звезды, обусловленный тесными сближениями звезд в молодых рассеянных скоплениях и ОВ-ассоциациях диска, был предложен Поведой [12]. СУЗ может быть спутана со ССЗ, если ее скорость составляет ~400 км/с Модель потенциала Млечного Пути показывает, что СУЗ, движущаяся со скоростями до 400 км/с в области $10 < R_{GC} < 20$ кпк, является гравитационно-связанной. Еще один механизм образования СУЗ, сценарий Гварамадзе [13] – динамический выброс из диска в сторону вращения Галактики одного компонента тесной двойной звездной системы очень массивными звездами, находящимися в молодых рассеянных скоплениях и ОВ-ассоциациях. Основная гипотеза происхождения ССЗ – сценарий Хиллза – динамический выброс звезды из галактического центра. Существование ССЗ в Галактике – естественное следствие наличия сверхмассивной черной дыры (СМЧД) с массой $(4.31 \pm 0.06)\cdot 10^6 M_{\odot}$ в окружении центрального звездного скопления, общая масса звезд которого превышает $10^6 M_{\odot}$. Выброс происходит вследствие динамического тройного взаимодействия тесных двойных систем, имеющих полуось орбиты a_{bin}, *a.e.*, когда центр масс системы $m_a + m_b$ приближается со скоростью V к СМЧД до значения r_b (рис. 1)

$$r_b = r_{close} \approx (30 \div 200)\left(\frac{a_{bin}}{1\ a.e.}\right), a.e.$$

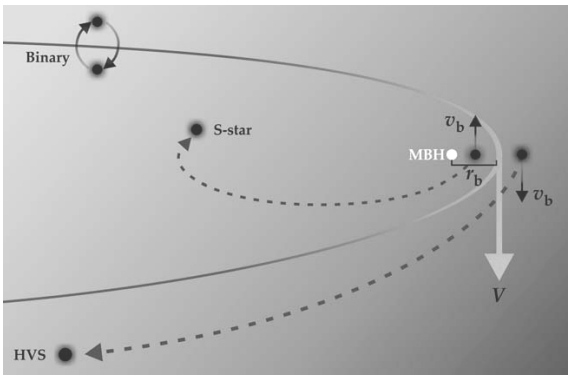


Рис. 1. Механизм образования ССЗ и *S*-звезд в галактическом центре [5, 14].

Один из компонентов тесной двойной системы захватывается на орбиту с СМЧД в активном фокусе, второй же выбрасывается с высокой пространственной скоростью и становится ССЗ. Звезды, захваченные на стационарные орбиты (*S*-звезды) имеют спектральный класс B и являются звездами главной последовательности – это бывшие компаньоны ССЗ в родительских двойных системах, разрушенных СМЧД. Например, звезда *S*0-2 в галактическом центре совершает полный оборот вокруг СМЧД за 15.56 ± 0.35 года. Прохождение перицентра произошло в 2002 г. на расстоянии ~17 световых часов, или 120 *a.e.* Приливные разрушения ограничивают максимальную скорость выброса в сценарии Хиллза [15]. Приближаясь к СМЧД на расстояние r_{tidal}, один из компонентов двойной системы постепенно разрушается приливными силами

$$r_{tidal} \approx a_{bin}\left(\frac{3M_{BH}}{m_{HVS}+m_S}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{r}{R_\odot}\right), a.e.,$$

где M_{BH} – масса СМЧД в единицах $M_\odot$, $R_\odot$ − радиус Солнца, *a.e.*

Выброс ССЗ смоделирован в экспериментах по численному интегрированию – сценарий Ю и Тримейна [16, 17]. Разгон до скоростей 10^4 км/с возможен вследствие динамического трения системы из двух СМЧД неравной массы о звезды балджа. Это будет вызывать изменение параметров звездных орбит с последующим выбросом ССЗ. Излучение гравитационных волн приведет к движению черной дыры промежуточной массы (ЧДПМ) по спирали к СМЧД (ЧДПМ-спиральное событие). Но единичное ЧДПМ-спиральное событие происходит на временных масштабах в 10–100 раз короче, чем средний интервал времени пролета ССЗ от галактического центра до темного гало, поэтому для объяснения количества наблюдаемых ССЗ требуется несколько ЧДПМ-спиральных событий по данному сценарию.

В работах [18, 19, 20] показано, что присутствие ЧДПМ на орбите вокруг СМЧД в центре Млечного Пути может эффективно случайным образом распределить звезды вблизи СМЧД, преобразуя первоначально тонкий, вра-

щающийся звездный диск в почти изотропное распределение звезд, движущихся на орбитах вокруг СМЧД с хаотическим распределением эксцентриситетов. Этот процесс потребует ~1 млн. лет, то есть время, которое меньше звездных эволюционных временных масштабов, если масса ЧДПМ превышает ~1500$M_{\odot}$ и эксцентриситет орбиты ЧДПМ равен ~0,5 или больше. Окончательное распределение полуосей орбит звезд зависит от предполагаемой массы ЧДПМ, но звезды с апоцентрическим расстоянием не меньше перицентра орбиты ЧДПМ будут генерироваться наиболее эффективно. На основе полуаналитической модели образования и эволюции кластеров в галактическом центре предложена скорость образования ЧМПМ, равная ~10^{-7}год$^{-1}$. Происходит слияние черных дыр, и процесс повторяется снова. Это одно из возможных объяснений парадокса молодости *S*-звезд. ЧДПМ рандомизирует *S*-звездное распределение перед слиянием с СМЧД. Таким образом, данная модель не обязательно означает, что в настоящее время ЧДПМ присутствует в кластере *S*-звезд. В экспериментах по численному интегрированию доказано, что в результате сближений звезд со сверхмассивными двойными черными дырами в ядрах галактик происходит формирование ССЗ [22].

В постановке задачи трех тел в рамках модифицированного сценария Хиллза возможен динамический захват двойной системы, состоящей из родительской ЧДПМ и одиночной звезды гравитационным полем более массивной СМЧД. Предсказано существование звезд, скорость пространственного движения которых сопоставима со скоростью света [23]. Это звезды с релятивистскими скоростями, обозначим их аббревиатурой ЗРС. Проведем сравнение характеристик и классификацию по скоростям ССЗ:

масса ССЗ $M \approx 2{,}5 \div 3{,}0\ M_{\odot}$; спектральный класс ССЗ B9; время пролета ССЗ $t_{\mathrm{trvl}} \approx 60 \div 200$ млн. лет; вероятность образования ССЗ $(2 \div 8) \cdot 10^{-5}$ год$^{-1}$;

масса *S*-звезд $M \geq 5\ M_{\odot}$; время жизни *S*-звезд $t_{\mathrm{MS}} \leq 100$ млн. лет; вероятность образования *S*-звезд $(1 \div 4) \cdot 10^{-5}$ год$^{-1}$; убегающие звезды (УЗ): 50÷100 км/с; сверхубегающие звезды (СУЗ): 100÷400 км/с; сверх-скоростные звезды (ССЗ): 400 ÷ 10000 км/с; звезды с релятивистскими скоростями (ЗРС): более 30000 км/с.

Литература

1. Brown W.R., Geller M.J., Kenyon S.J., Kurtz M. J. Discovery of an unbound hypervelocity star in the Milky Way halo. // Astrophys. J. V. 622. P. L33. 2005.
2. Hills J.G. Hyper-velocity and tidal stars from binaries disrupted by a massive Galactic black hole. // Nature. V. 331. P. 687. 1988.
3. Perlman D. Wandering star screaming from Milky Way/runaway youngster clocked at more than 1,5 million mph // San Francisco Chronicle, Feb. 11. 2005.
4. Tutukov A.V., Fedorova A.V. The nature of hypervelocity stars. // Astronomy Reports. V. 53. P. 839. 2009.
5. Brown W.R., Hypervelocity stars. // Annual Rev. Astron. and Astrophys. V. 53. P. 15. 2015.

6. Irrgang A., Kreuzer S., Heber U., Brown W. A quantitative spectral analysis of 14 hypervelocity stars from the MMT survey // Astron. and Astrophys. V. 615. P. L5. 2018.
7. Gnedin O.Y., Gould A., Miralda-Escude J., Zentner A.R. Probing the shape of the Galactic halo with hypervelocity stars. // Astrophys. J. V. 634. P. 344. 2005.
8. Kenyon S.J., Bromley B.C., Geller M.J., Brown W.R. // Hypervelocity stars: From the galactic center to the halo // Astrophys. J. V. 680. P. 312. 2008.
9. Kenyon S.J., Bromley B.C., Brown W.R., Geller M.J. // Predicted space motions for hypervelocity and runaway stars: Proper motions and radial velocities for the Gaia era. // Astrophys. J. V. 793. P. 122. 2014.
10. Contigiani O., Rossi E.M., Marchetti T. On measuring the Galactic dark matter halo with hypervelocity stars. // arXiv 1807.04468. 2018.
11. Blaauw A. On the origin of the O- and B-type stars with high velocities (the “run-away” stars), and some related problems // Bull. Astron. Inst. Netherlands. V. 15. P. 265. 1961.
12. Poveda A., Ruiz J., Allen C. Run-away stars as the result of the gravitational collapse of proto-stellar clusters // Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya. V. 4. P. 860. 1967.
13. Gvaramadze V., Gualandris A., Portegies Zwart S. On the origin of high-velocity runaway stars. Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 396. P. 570. 2009.
14. Lu Y., Zhang F., Yu Q. On the spatial distribution and the origin of hypervelocity stars // Astrophys. J. V. 709. P. 1356. 2010.
15. Дремова Г.Н., Дремов В.В., Орлов В.В. и др. Вероятность образования сверхскоростной звезды в галактике // Астрон. Журн. Т. 92. С. 907. 2015.
16. Yu Q., Tremaine S. Ejection of hypervelocity stars by the (binary) black hole in the Galactic center // Astrophys. J. V. 599. P. 1129. 2003.
17. Sesana A., Haardt F., Madau P. Interaction of massive black hole binaries with their stellar environment. III. Scattering of bound stars. // Astrophys. J. V. 686. P. 432. 2008.
18. Merritt D., Gualandris A., Mikkola S. Explaining the orbits of the Galactic Center S-stars. // Astrophys. J. V. 693. P. L35. 2009.
19. Merritt D. The distribution of stars and stellar remnants at the Galactic Center // Astrophys. J. V. 718. P. 739. 2010.
20. Merritt D. Dynamics and evolution of Galactic nuclei // Princeton U. Press. 2013.
21. Kormendy J, Ho L.C. Coevolution (or not) of supermassive black holes and host galaxies // Annual Rev. Astron. and Astrophys. V. 51. P. 511. 2013.
22. Жуйко С.В., Орлов В.В., Широкова К.С. Сверхскоростные звезды как результат сближений звезд с массивными двойными черными дырами в ядрах галактик // Астрон. Журн. Т. 94. № 1. С. 53. 2017.
23. Дремова Г.Н., Дремов В.В., Тутуков А.В. Звезды с релятивистскими скоростями в сценарии Хиллза // Астрон. Журн. Т. 94. № 7. С. 580. 2017.

УДК 524.5 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.036

ОЧАГИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В СИСТЕМАХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК

Засов[1,2] А.В., Сабурова[1] А.С., Егоров[1] О.В.
[1]ГАИШ МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия
[2]Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия
zasov@sai.msu.ru

FOCI OF STAR FORMATION IN INTERACTING SYSTEMS OF GALAXIES

Zasov[1,2] A.V., Saburova[1] A.S., Egorov[1] O.V.
[1]SAI MSU, Moscow, Russia
[2]Faculty of Physics, MSU, Moscow, Russia

The genesis of local foci of star formation (SF) in the regions of low mean surface density of gas (on the kiloparsec scale) in the outer disks and tidal structures of galaxies remains an open question. In particular, a nascence of tidal dwarf galaxies in tidal debris is widely discussed. We discuss the study of emission gas and SF regions in several perturbed systems of galaxies (Arp 42, Arp 58, Arp 82, Arp 194, Arp270, Arp305, and NGC4656), based on long-slit spectroscopic observations performed with the 6-m telescope.

Известно очень большое количество тесных взаимодействующих галактик и их систем, где островки текущего звёздообразования (SF), выделяющиеся наличием ярких эмиссионных линий в спектре, наблюдаются не только во внутренних областях галактик, но и на далёкой периферии, а часто – и на больших расстояниях (десятки кпс) от родительских галактик. Механизмы их формирования в областях с низкой средней плотностью газа (на килопарсековых масштабах) остается пока открытой проблемой.

Отдельный интерес представляет образование приливных карликовых галактик (tidal dwarfs, далее – TD), которые обладают свойствами самостоятельных звёздных систем. Их отличительными особенностями должны являться: гравитационная связанность, повышенное содержание тяжёлых элементов по сравнению с галактиками аналогичной светимости или массы звёздного населения, отсутствие значительных количеств тёмной материи. До сих пор сколь-нибудь надежные доказательства хотя бы двух из трёх перечисленных условий получены лишь для крайне небольшого количества объектов, поэтому обычно принято говорить о кандидатах в TD. Обзор проблем, связанных с образованием и наблюдаемыми свойствами TD и молодых звездных скоплений в приливных структурах можно найти в работах [1–3].

Программа спектральных наблюдений галактик, в которых наблюдаемые островки SF возникли в результате взаимодействия, выполнялась в САО РАН в рамках совместной работы с ГАИШ МГУ на 6 м телескопе БТА с использованием фокального редуктора Scorpio и Scorpio-2. Длиннощелевые спектральные разрезы были получены для систем Arp270, Arp 194, Arp305,

Arp 42, Arp 58, Arp 82 и NGC 4656/4631 (см. Рис. 1). Нами исследовалась динамика газа (распределение лучевой скорости и дисперсии скоростей), содержания кислорода (O/H), получены оценки возраста и массы звёздного населения в локальных областях SF. Отношение (O/H) определялось по относительной интенсивности ярких линий несколькими методами (S, izi, N3O2). Данные наблюдений, описание методики обработки и анализ результатов по каждой системе описаны в работах [4–8].

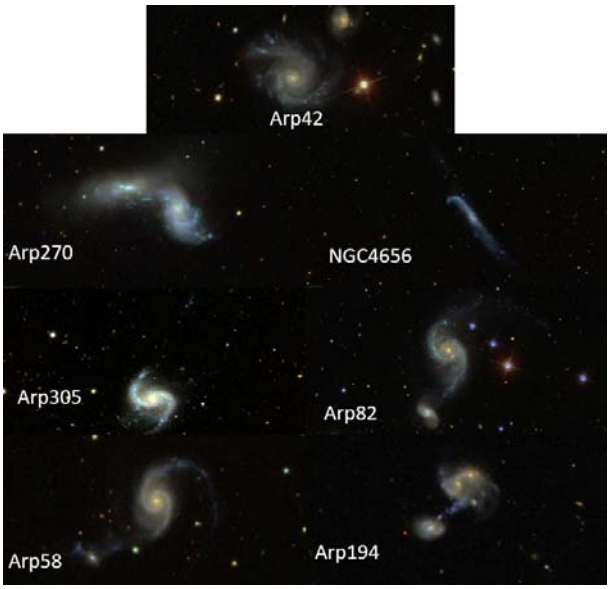


Рис. 1. Коллаж изображений исследованных систем.

Системы, выбранные для наблюдений, объединяет наличие локальных областей звёздообразования на периферии дисков или между галактиками, а также некруговые движения газа, как в самих галактиках, так и в приливных структурах. Arp 58 и Arp 82 – это системы типа M51 со спутником, наблюдаемым на конце спиральной ветви; в Arp 270 две галактики небольшой светимости разделены расстоянием, сопоставимым с их размерами, в остальных случаях расстояние между галактиками превышает диаметр наибольшей из них. Arp 42 представляет особый случай: галактика с разветвляющимися спиральными ветвями и яркими областями SF рекордно высокой светимости на периферии не имеет очевидного источника возмущений: соседняя галактика, наблюдаемая рядом, и по виду – взаимодействующая, по имеющимся данным отличается значительно более высоким красным смещением, являясь, по-видимому, фоновым объектом.

Ориентация щелей при наблюдениях выбиралась таким образом, чтобы каждая щель пересекала наиболее яркие островки эмиссионного газа. Для примера, на Рис. 2 для системы Arp 270 приведены полученные профили лучевой скорости, дисперсии скоростей и содержания кислорода вдоль щели с PA= 93°, пересекающей обе галактики и островок SF между ними. Этот островок не представляет собой динамически обособленного образования, и

располагается он на стыке двух газовых сред, принадлежащим компонентам системы. При этом Arp 270 оказалась единственной системой, в которой произошло полное химическое перемешивание газа как между галактиками, так и в около-галактической среде. За время одного сближения галактик это произойти не могло, но в данной системе наблюдаются длинные приливные хвосты, заметные только в линии HI, очевидно, возникшие на предыдущем витке орбитального движения галактик.

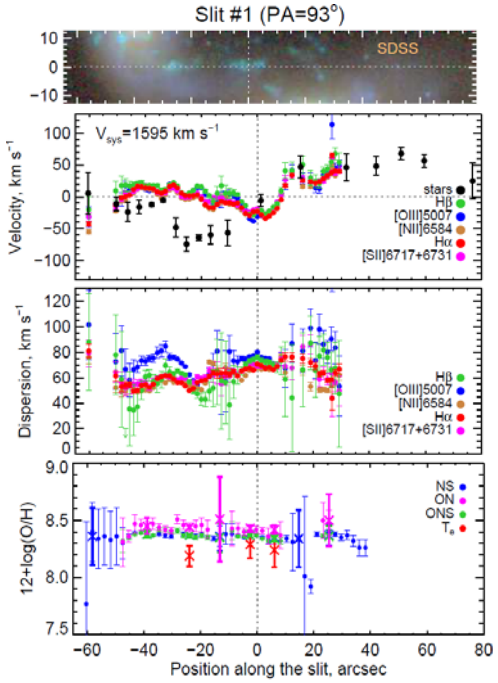


Рис. 2. Сверху вниз: референсное изображения Arp 270 по данным SDSS; профиль лучевой скорости звезд и ионизованного газа; радиальный профиль дисперсии скоростей газа; профиль содержания кислорода в газе.

В остальных исследовавшихся галактиках подобного химического перемешивания не обнаружено, но везде наблюдается монотонное убывание металличности с расстоянием от центра галактик. Это позволяет по содержанию кислорода в областях HII между галактиками определить, из какой галактики он был выброшен.

В NGC4636 в непосредственной близости от галактики, искаженной взаимодействием с NGC4631, наблюдается звёздный островок с очень низкой поверхностной яркостью, наиболее отчетливо заметный в UV диапазоне. Он оказался не кандидатом в TD-галактику, как считалось ранее, а вполне прорелаксировавшим диском небольшой ультра-диффузной галактики с повышенным темпом текущего SF. Триггером образования наблюдаемых локальных областей SF в этой галактике и прилегающей к ней части NGC 4656 может быть аккреция внешнего газа на диск.

В наблюдавшихся галактиках типа M51 (Arp 58 и Arp 82) звездообразование имеет место не только в спиральных рукавах, но и пространстве между спутником и главной галактикой, а спиральная ветвь, их соединяющая,

по-видимому, не вливается в спутник, а лишь проектируется на него. На изображении каждой из этих систем заметно также слабое голубоватое ответвление от спиральной ветви, идущей к спутнику, симметричное относительно противоположной ветви, что может представлять собой затухающую моду спиральной волны плотности в диске галактики.

Из рассматриваемых систем динамическая обособленность локальных областей SF, которая могла бы свидетельствовать о том, что перед нами TD, была найдена лишь для протяженного островка размером около 4 кпк между галактиками в системе Arp 194, а также (с большой вероятностью) для звёздного комплекса сходных размеров между галактиками в системе Arp 305. Это – наиболее вероятные кандидаты в TD, но, как показывают оценки их скоростей, они должны быть короткоживущими.

Слабая эмиссия за пределами основного «тела» галактик присутствует даже там, где нет отчётливо наблюдаемых островков SF. Частично она обусловлена мелкими областями HII, не разрешаемыми на масштабах нескольких угл. сек., частично – диффузным ионизованным газом (DIG), для которого относительная интенсивность линий требует либо более жёсткого ионизующего излучения, либо ударного возбуждения.

Основным механизмом, играющим роль триггера SF в областях килопарсековых размеров в рассматриваемых галактиках является, по-видимому, наличие ударных волн в динамически несбалансированных системах и возрастание скоростей турбулентных движений газа. При этом большую роль должна играть неоднородность среды, изначально существовавшая на периферии галактик.

Литература

1. Boquien M., Duc P.-A., Wu Y, Charmandaris V. et al. Collisional debris as laboratories to study star formation // Astron. J. V. 137. P. 4561. 2009.
2. Duc P.-A., Renaud F. Tides in colliding galaxies // LNP. V. 861. P. 327. 2013.
3. Mulia A. J., Chandar R., Whitmore B. C. Ages of star clusters in the tidal tails of merging galaxies // Astrophys. J. V. 805. P. 99. 2015.
4. Zasov A., Saburova A., Katkov I. et al. Outer regions of the merging system Arp 270 // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 449. P. 1605. 2015.
5. Zasov A.V., Saburova A.S., Egorov O.V., Afanasiev V.L. Tidal bridge and tidal dwarf candidates in the interacting system Arp194 // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 462. P. 3419. 2016.
6. Zasov A. V., Saburova A. S., Egorov O. V., Uklein R. Interacting galaxy NGC4656 and its unusual dwarf companion // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 469. P. 4370. 2017.
7. Zasov A. V., Saburova A. S., Egorov O. V., Afanasiev V. L. Young stellar clumps in the interacting system Arp 305// Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 477. P. 4908. 2018.
8. Zasov A. V., Saburova A. S., Egorov O. V. et al. Young stellar clumps in the interacting system Arp 305// Monthly Notices Roy. Astron. Soc. (submitted). 2018.

УДК 520.6 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.037

СТРУКТУРА ДАННЫХ КОСМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА «ЛИРА-Б» И КРУГ РЕШАЕМЫХ В НЁМ ПРОБЛЕМ

Захаров А.И., Жуков А.О., Миронов А.В., Прохоров М.Е., Стекольщиков О.Ю., Тучин М.С.
ГАИШ МГУ, Москва, Россия
mike@sai.msu.ru

"LYRA-B" DATA STRUCTURE AND PROBLEMS SOLVED IN THE EXPERIMENT

Zakharov A.I., Zhukov A.O., Mironov A.V., Prokhorov M.E., Stekolshchikov O.Yu., Tuchin M.S.
SAI MSU, Moscow, Russia

The structure of observational data that will be obtained in the forthcoming space experiment "Lyra-B" is considered. The limitations imposed by the ISS are presented. The directions of stellar astronomy in which the data of "Lyra-B", high-precision multicolor homogeneous photometry of stars, can be used are discussed.

В настоявшее время в ГАИШ МГУ ведется разработка космического эксперимента «Лира-Б». Для его проведения на борту Российского сегмента МКС предполагается установить 0,5-м телескоп. Задачей этого космического эксперимента (КЭ) является обзор всех небесных объектов (в основном звезд и астероидов) от примерно 3^m до 16^m–17^m и фона неба в видимом, УФ и ближнем ИК диапазонах. Основной целью проведения эксперимента является создание высокоточного и однородного многоцветного каталога звездных фотометрических стандартов, в который войдут непеременные звезды. Ожидается, что погрешность фотометрии непеременных звезд в каталоге (в полосе *V*) будет составлять не хуже $0{,}001^m$ для звезд от 3^m до 12^m и не хуже $0{,}01^m$ для звезд от 12^m до 16^m. Длительность КЭ – 3.5–5 лет.

Основным инструментом КЭ «Лира-Б» является телескоп системы Ричи–Кретьена с линзовым афокальным компенсатором. Диаметр главного зеркала – 0,5 м, фокусное расстояние – 3 м, исправленное поле зрения – 2º, невиньетированное поле зрения – 1,5º, ширина полосы сканирования – 1º. Диаметр телескопа определяется размерами люков МКС. Более подробное, но несколько устаревшее описание КЭ «Лира-Б» приведено в работе [1].

Телескоп будет вести наблюдения в сканирующем режиме. Сканирование производится за счет орбитального движения МКС. При движении по орбите МКС сохраняет так называемую «орбитальную ориентацию», в которой одна сторона станции всегда обращена к Земле, а ось направлена вдоль орбиты. Телескоп устанавливается на противоположной Земле стороне неподвижно относительно МКС. При движении станции по орбите поле зрения инструмента описывает на небе полосу, ширина которой определяется при-

емником излучения, размещенным в фокальной плоскости, и составляет 1º. Если расположить ось визирования инструмента в плоскости орбиты станции, то она будет описывать на небесной сфере большой круг, наклоненный к плоскости небесного экватора на 51.6º (равный наклонению орбиты МКС). Орбита МКС прецессирует вокруг оси вращения Земли с сохранением наклона к плоскости экватора. Период прецессии составляет около 70 дней. За один орбитальный оборот МКС ее орбита смещается приблизительно на 0.3º, т.е. при сканировании в плоскости орбиты объекты наблюдаются не менее чем на трех последовательных оборотах.

Наблюдения в плоскости орбиты МКС позволяют измерять объекты с $|\delta|<52º$. При этом области вблизи полюсов мира останутся незатронутыми. Для их наблюдения необходимо отклонить ось визирования телескопа на 38.4º к югу или северу. При этом на каждом обороте полоса сканирования будет проходить через соответствующий полюс мира, а при максимальном удалении от полюса – пересекать экватор. Сочетание трех указанных режимов достаточно для наблюдения всей небесной сферы.

Правильный выбор ориентации телескопа относительно МКС и установка на нем достаточно эффективной бленды позволяют вести наблюдения в среднем в течение 75% времени (без учета внекорабельной деятельности экипажа МКС), в остальное время этому будет мешать засветка от Солнца. Моделирование показало, что положение телескопа надо изменять примерно раз в месяц. При этом за один год наблюдений среднее покрытие неба составляет 20 раз (при этом число наблюдений полюсов доходит до 1000), за 5 лет – 100 раз.

Геометрические размеры (предварительные) области фотоприемников фокальной плоскости определяются размером исправленного поля зрения телескопа и составляют 54×54 мм. В этой области размещаются 11 пар ПЗС-матриц с различными фильтрами фотометрической системы «Лира». Геометрический размер каждой матрицы (с учетом технологических зазоров) составляет 27×3.6 мм. При размере пикселя 12 мкм каждая матрица будет содержать 2250×300 пкс. Сканирование ведется в режиме TDI вдоль короткой стороны матрицы. Прохождение изображения по матрице занимает примерно 1 с. Вид фокальной плоскости показан на Рис. 1.

Возможно, к каждой матрице шириной 300 пкс для регистрации ярких звезд будет добавлена матрица размером 2250×3 пкс с тем же оптическим покрытием.

На изображениях с наиболее чувствительной первой пары панхроматических матриц будут выделяться объекты. По этим данным предсказываются положения и моменты появления изображений этих объектов на остальных фотометрических матрицах. На них будет считываться и записываться фрагмент, содержащий изображение объекта (9 × 9 пкс. или больше). Между эти

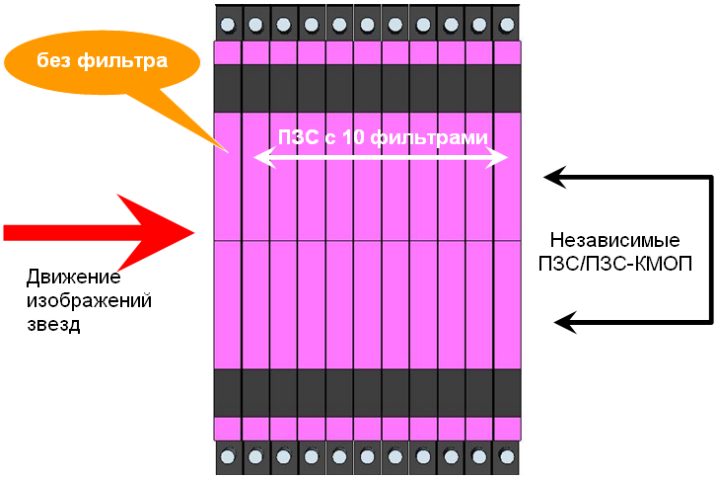


Рис. 1. Устройство фокальной плоскости «Лира-Б».

ми фрагментами будут накапливаться сигналы фона неба – по 100–150 пкс. вдоль столбцов или строк ПЗС.

В Таблице 1 приведены данные о фотометрической системе «Лира» и о предельных величинах (обеспечивающих заданную точность фотометрии) и о переполнении пикселя в каждой полосе. Все величины рассчитаны для звезды спектрального класса A0V. Таким образом, в КЭ «Лира-Б» будут наблюдаться звезды до 18.4^m в «белом свете» и до 16.9^m и 16.1^m в фильтрах *B* и *V*. УФ-полосы 195, 218, 270 нм позволяют наблюдать полосу межзвездного поглощения, полосы 350, 440, 555, 700 нм совпадают со стандартными *WBVR*, 825 и 930 нм ложатся на полосы H_2O и TiO. Полоса 1000 нм, возможно, будет заменена.

В наблюдениях звезд, в КЭ «Лира-Б», присутствуют три временные шкалы. Самая короткая шкала связана с последовательным прохождением изображения звезды по 11 ПЗС-матрицам в фокальной плоскости. Интервал между прохождениями по соседним матрицам около 1 с. Средняя шкала связана с наблюдениями объекта на последовательных витках орбиты МКС. Интервал между наблюдениями – 90 мин. Объекты наблюдаются три или более раз подряд. Самая длинная шкала связана с повторным попаданием объекта в полосу сканирования. Она не является строго периодической, так как зависит от графика перекладок телескопа. Характерный временной масштаб – порядка месяца.

«Лира-Б» не сможет выдавать алерты. Это связано со способом передачи данных с МКС на Землю. На борту отсутствуют широкополосные каналы связи с Землей, поэтому данные наблюдений будут записываться на носитель (SSD-диск) и доставляться на землю при возвращении космонавтов. Реагировать на алерты «Лира» также не будет – минимальное время изменения программы наблюдений составляет 3 суток.

МКС подвержена низкочастотным угловым вибрациям с амплитудами до 10". Для их компенсации служит система стабилизации изображения.

Таблица 1. Фотометрические полосы, предельные и переполняющие величины обзора «Лира-Б».

λ_0 (нм)	$\Delta\lambda$ (нм)	Слабейшие объекты за 1 наблюдение		Переполнение пикселей ПЗС	
		0.01^m (1%)	0.1^m (10%)	300 пкс	3 пкс
195	20	8.96	13.58	6.02	1.07
218	20	8.93	13.56	6.00	1.05
270	25	9.15	13.77	6.22	1.27
350 (*W*)	50	10.47	15.10	7.54	2.59
440 (*B*)	100	12.48	16.91	8.80	3.85
550 (*V*)	80	11.67	16.10	7.99	3.04
700 (*R*)	80	10.72	15.02	6.61	1.66
825	80	9.73	14.03	5.62	0.67
930	80	8.67	12.87	4.25	–0.70
1000	100	7.68	11.89	3.26	–1.70
Панхром	–	14.16	18.36	9.74	4.79

«Лира» даст большой объем данных, к их обработке надо подготовиться заранее. Основной задачей команды КЭ будет построение каталога фотометрических стандартов. Но, помимо этого, есть много других задач, которые можно будет решить с помощью данных КЭ «Лира-Б». Вот некоторые из этих направлений: переменные звезды и транзиенты; астрометрия (в узком поле с точностью Hipparcos или чуть лучше – «не Gaia»); классификация звезд; металличность звезд; межзвездное поглощение и его закон (по УФ и по фону); межзвездная среда; неразделенные двойные и кратные звезды; стандартные свечи – структура Галактики; астероиды (астрометрия и фотометрия); спутники планет, зодиакальный свет и т.д.

Для решения некоторых и перечисленных задач необходимо внести изменения в параметры аппаратуры «Лиры» – это ещё можно сделать!

Мы ждем предложений о конкретных направлениях «дополнительных» исследований данных «Лиры». А в дальнейшем это должно перерасти в подготовку к приему и быстрой (в течение года) обработки данных эксперимента.

Литература

1. Захаров А.И., Миронов А.В., Прохоров М.Е. и др. Космический эксперимент «Лира-Б»: цели и принципы реализации // Астрон. журн. Т. 90. С. 223–241. 2013.

УДК 524.3 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.038

ОБ ЭВОЛЮЦИОННОМ СТАТУСЕ ЖЕЛТОГО СВЕРХГИГАНТА С ПЫЛЕВОЙ ОБОЛОЧКОЙ V1427 ОРЛА

Иконникова Н.П., Архипова В.П., Шенаврин В.И., Комиссарова Г.В., Есипов В.Ф., Бурлак М.А.
Государственный астрономический институт имени П.К. Штернберга, г.Москва, Россия
ikonnikova@gmail.com

ON THE EVOLUTIONARY STATUS OF YELLOW SUPERGIANT WITH DUST ENVELOPE V1427 AQUILAE

Ikonnikova N.P., Arkhipova V.P., Shenavrin V.I., Komissarova G.V., Esipov V.F., Burlak M.A.
Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia

We present multicolor (UBVJHKLM) photometry, performed in 1990–2018, and low-resolution optical spectroscopy for the yellow supergiant with dust envelope V1427 Aql = HD 179821. We compare V1427 Aql with post-AGB stars and yellow hypergiants and discuss the evolutionary status of the star. The photometric behavior and spectral changes indicate that the star is most likely a yellow hypergiant in the post-RSG state.

HD 179821 (BD–00°3679) – яркий (V~8^m) сверхгигант спектрального класса G5 (HD) был отождествлен с инфракрасным (ИК) источником IRAS 19114+0002. В работах [1] и [2] ИК-избыток был приписан крупномасштабной потере массы на асимптотической ветви гигантов (AGB), приведшей к образованию расширяющейся пылевой оболочки, а звезда была классифицирована как кандидат в post-AGB объекты. HD 179821 имеет ряд других свойств, характерных для звезд в этой стадии эволюции, в частности, обогащение атмосферы звезды кислородом, азотом и элементами s-процесса [3, 4]. Однако, скорость расширения CO оболочки v_{exp}=33.9 км/с [5] и темп потери массы 10^{-3}–10^{-4} $M_\odot$/год [6] заметно больше величин, типичных для post-AGB звезд. Оценка M_V = −8^m.9, полученная по известному эмпирическому соотношению между эквивалентной шириной триплета OI λ7774 и M_V [7], приводит к L=3×10^5$L_\odot$ [4]. С таким значением светимости звезда попадает на диаграмме Гершпрунга–Рессела в область, занимаемую желтыми гипергигантами.

Важной особенностью HD 179821 является фотометрическая нестабильность. Переменность блеска звезды была обнаружена нами [8] и исследована в работах [9–12]. В Общем каталоге переменных звезд звезда получила обозначение V1427 Aql и была отнесена к классу полуправильных переменных типа SRD [13]. Известно, что звезды на поздних стадиях эволюции испытывают нестабильность, характер которой различен у post-AGB сверхгигантов и у желтых гипергигантов после стадии красных сверхгиган-

тов (RSG). Поэтому для звезд с неясным эволюционным статусом, таких как V1427 Aql, изучение фотометрической и спектральной переменности крайне важно.

В настоящей работе представлены результаты многоцветной фотометрии V1427 Aql, полученной в 1990–2018 гг., и спектральных наблюдений за 1994–2018 гг. На рис.1 показана кривая блеска V1427 Aql в полосе *V* по наблюдениям на телескопе Цейсс-1 Крымской астрономической станции ГАИШ МГУ. Для звезды характерны квазипериодические колебания с амплитудой $0^m.05$–$0^m.25$ в полосе *V*, а также долговременный тренд блеска и показателей цвета (рис. 2).

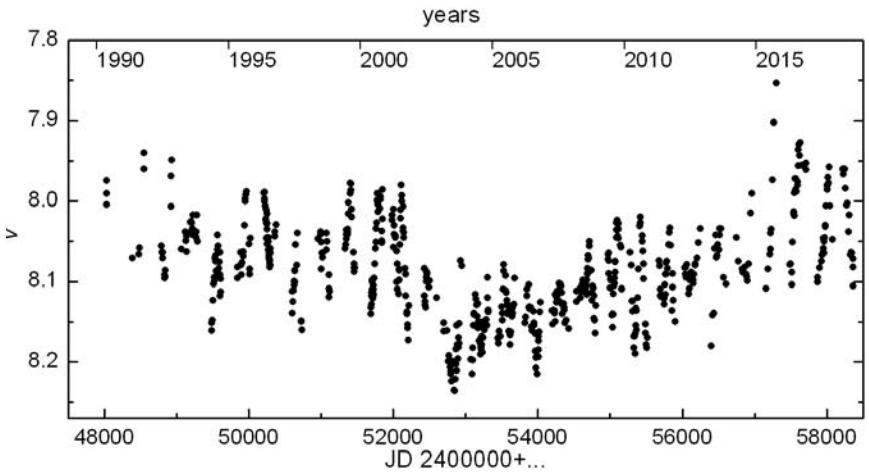


Рис. 1. Кривая блеска V1427 Aql в полосе *V* по наблюдениям в Крыму в 1990–2018 гг.

Квазипериодические изменения блеска V1427 Aql подобны пульсационным, однако периоды колебаний крайне нестабильны и меняются от сезона к сезону. Характерные времена изменения блеска (> 200 суток) V1427 Aql превышают периоды пульсаций звезд малой и средней массы в стадии post-AGB и сравнимы с периодами массивных желтых гипергигантов. Нами показано [12], что долговременный тренд блеска V1427 Aql связан с изменением светимости звезды, а ход показателей цвета отражает изменение ее температуры. С 1990 г. температура повышалась, достигнув максимального значения в 2001–2003 гг., после чего начала монотонно снижаться. Изменение температуры сопровождалось падением светимости в 1990–2003 гг. и повышением в 2004–2018 гг.

Спектральные наблюдения с низким разрешением, полученные нами в 1994–2008 гг. и в 2016–2018 гг., обнаружили существенные изменения в спектре V1427 Aql. К 2016–2018 гг. заметно усилились абсорбции Ba II и инфракрасного триплета Ca II, тогда как бленда триплета O I λ7771–4 ослабела, что может указывать на уменьшение температуры звезды в зоне образования этих линий [12].

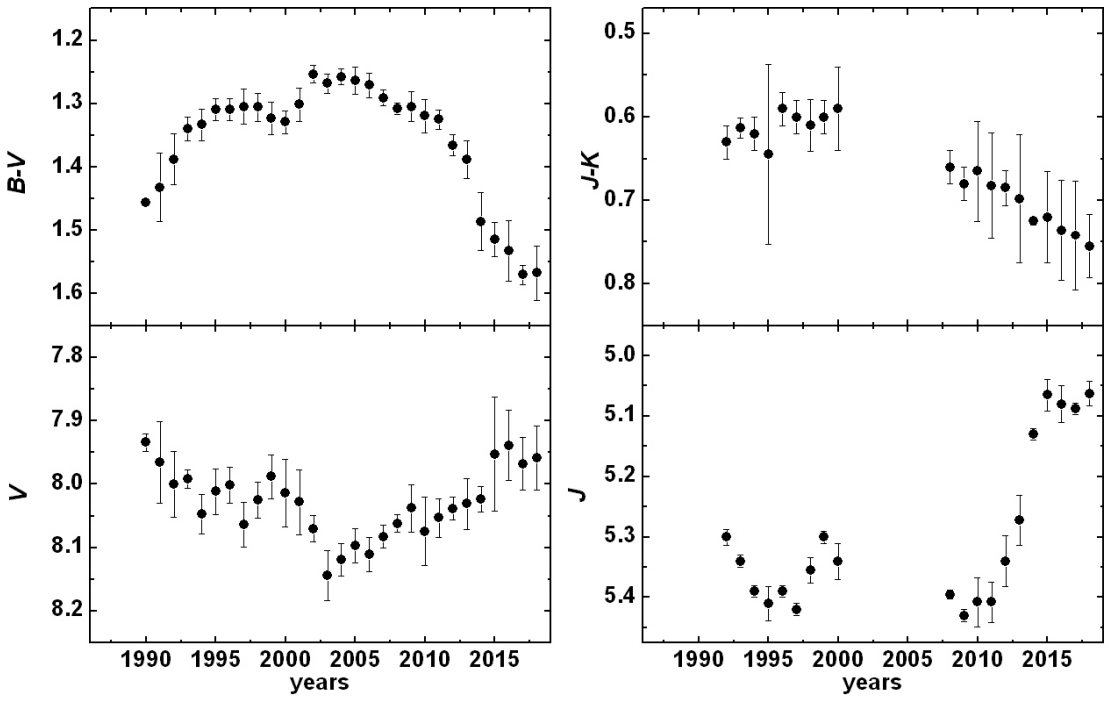


Рис. 2. Среднегодовые кривые блеска и показателей цвета V1427 Aql по наблюдениям в Крыму в 1990–2018 гг. (*V*, *B–V*) и в 1992–2018 гг. (*J, J–K*).

Теория post-AGB эволюции предсказывает, что после основного сброса массы на асимптотической ветви гигантов температура звезды возрастает при постоянной светимости, и звезда на HR-диаграмме движется в область центральных звезд планетарных туманностей. Ожидаемым наблюдательным проявлением будет систематическое поголубение показателей цвета и поярчание звезды в полосе *V* до достижения ею температуры, соответствующей спектральному классу G0I (для которого болометрическая поправка равна нулю), а затем, при последующем сжатии и нагревании, ослабление блеска звезды. Наблюдаемый долговременный ход блеска и показателей цвета V1427 Aql не удается объяснить в рамках теории эволюции post-AGB объектов.

По своему фотометрическому поведению V1427 Aql напоминает гипергиганты вблизи Желтого эволюционного провала (Yellow Evolutionary Void) [14]. В этой фазе эволюции происходит крупномасштабная потеря массы, в результате которой звезда окружается холодной псевдофотосферой и начинает свое движение в область красных сверхгигантов, а после просветления оболочки возвращается в голубую часть HR-диаграммы. Известно, что, например, желтый гипергигант V509 Cas за 30 лет испытал два таких события [15].

Анализ наблюдательных данных дает возможность предположить, что V1427 Aql, вероятнее всего, является массивным желтым гипергигантом в стадии post-RSG, а не post-AGB объектом малой или средней массы.

Литература

1. Pottasch S.R., Parthasarathy M. The far-infrared (IRAS) excess in luminous F-G // Astron. and Astrophys. V. 192, P. 182–186. 1988.
2. Hrivnak B.J., Kwok S., Volk K.M. A study of several F and G supergiant-like stars with infrared excesses as candidates for proto-planetary nebulae // Astrophys. J. V. 346, P. 265–276. 1989.
3. Zacs L., Klochkova V.G., Panchuk V.E., Spelmanis R. The chemical composition of the protoplanetary nebula candidate HD 179821 // MNRAS. V. 282, P. 1171–1180. 1996.
4. Reddy B.E., Hrivnak B.J. Spectroscopic study of HD 179821 (IRAS 19114+0002): pro-to-planetary nebula or supergiant? // Astron. J. V.117, P. 1834–1844. 1999.
5. Zuckerman B., Dyck H.M. Dust grains and gas in the circumstellar envelopes around luminous red giant stars // Astrophys. J. V. 311, P. 345–359. 1986.
6. Castro-Carrizo A., Quintana-Lacaci G., Bujarrabal V. et al. Arcsecond-resolution ^{12}CO mapping of the yellow hypergiants IRC +10420 and AFGL 2343 // Astron. and Astrophys. V. 465, P. 457–467. 2007.
7. Slowik D. J., Peterson D. M. Absolute magnitudes and colors of A–F supergiants from near-infrared features. II. The galactic sample // Astron. J. V.109. P.2193–2203. 1995.
8. Архипова В.П., Иконникова Н.П., Носкова Р.И. О переменности четырех желтых сверхгигантов – возможных протопланетарных объектов // Письма в АЖ. Т.19, С. 436–442. 1993.
9. Архипова В.П., Иконникова Н.П., Носкова Р.И. и др. Изменения блеска кандидата в протопланетарные объекты HD179821 в 1899–1999 гг. // Письма в АЖ. Т.27. С. 187–193. 2001.
10. Le Coroller H., Lebre A., Gillet D., Chapellier E. Observational survey of the puzzling star HD 179821: Photometric variations and period analysis // Astron. and Astrophys. V. 400. P. 613–621. 2003.
11. Архипова В.П., Есипов В.Ф., Иконникова Н.П. и др. Фотометрическая переменность и эволюционный статус сверхгиганта с ИК-избытком HD 179821=V1427 Орла // Письма в АЖ. Т. 35. С. 846–861. 2009.
12. Иконникова Н.П., Таранова О.Г., Архипова В.П. и др. Многоцветная фотометрия и спектроскопия желтого сверхгиганта с пылевой оболочкой HD 179821=V1427 Орла // Письма в АЖ. Т. 44. С. 499–516. 2018.
13. Самусь Н.Н, Казаровец Е.В., Дурлевич О.В. и др. Общий каталог переменных звезд. Версия ОКПЗ 5.1 // Астрон. Журн. Т. 60. С. 87–95. 2017.
14. Nieuwenhuijzen H., de Jager C. Atmospheric accelerations and the stability of dynamic supergiant atmospheres // Astron. and Astrophys. V. 302. P. 811–829. 1995.
15. de Jager C., Nieuwenhuijzen H. An obstacle to the late evolution of massive stars // MNRAS. V. 290. P. L50–L54. 1997.

УДК 524.6 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.039

БАЗА ДАННЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД BDB: НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ И ПРИЛОЖЕНИЯ

Кайгородов П.В., Малков О.Ю., Ковалева Д.А.
ИНАСАН, Москва, Россия
pasha@inasan.ru

THE BINARY STARS DATABASE BDB: NEW APPLICATIONS AND FEATURES

Kaygorodov[1] P.V., Malkov[1] O.Yu., Kovaleva[1] D.A.
[1]Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

The database of binary stars (BDB) includes information about binaries of all known types from several dozen original catalogs. Within the framework of BDB, a new identification system BSDB was developed, which uniquely identifies systems, pairs, and components within BDB. The search for objects in the database is possible both by the identifier (all major identification systems are supported) and by parameters. The talk is devoted to the review of the main functions of BDB, new features and development prospects.

Разрабатываемая в ИНАСАН база данных двойных звезд (Binary star DataBase – BDB) является развитием первоначальной базы данных, созданной в обсерватории Безансона [1]. BDB включает в себя данные из нескольких десятков оригинальных каталогов двойных звезд, содержащих информацию о двойных звездах всех известных типов. В рамках BDB проведена кросс-идентификация включенных в нее объектов и создана трехуровневая система идентификации BSDB [2] и каталог идентификаторов объектов в двойных и кратных системах ILB [3], что позволило однозначно идентифицировать системы, пары и компоненты пар, входящие в BDB. Поиск объектов в базе возможен как по идентификатору (поддерживаются все основные системы идентификации), так и по параметрам. BDB содержит данные о физических и наблюдаемых параметрах ~260 000 компонентов, входящих в ~120 000 систем с кратностью от 2 до 20.

На Рис. 1 схематически показаны типы звезд, включенных в BDB. Это визуальные двойные (**Vis**), орбитальные двойные (**Orb**), пары с общим собственным движением (**CPM**), астрометрические двойные (**Ast**), интерферометрические двойные (**Int**), пары, обнаруживаемые при покрытии Луной или астероидами (**Occ**), спектроскопические двойные (**SB**), затменные (**EB**), катаклизмические (**CV**), рентгеновские (**XRB**), радиопульсары в двойных (**Rad**), источники гравитационных волн (**GW**). Взаимное пересечение областей на Рис. 1 обозначает перекрытие соответствующих типов двойных (но размеры областей на Рис. 1 не пропорциональны количеству звезд разных типов).

Поддержка данных о таком большом количестве разнородных, но пересекающихся типов звезд потребовала проведения тщательной кросс-идентификации и создания новой идентификационной системы BSDB. В рамках BDB каждая система, пара и компонент имеют свой уникальный идентификатор BSDB. Система BSDB [2], в том числе, устойчива к случаям разрешения объектов на компоненты, что позволяет не изменять идентификаторы прочих членов системы в подобных случаях, а также связывать информацию из источников, имеющих разное разрешение.

В основе механизмов поиска BDB лежит разрабатываемый в ИНАСАН каталог ILB. Этот каталог включает кросс-идентификаторы из более чем десятка систем для каждого идентификатора BSDB, а также данные о координатах, физических и наблюдательных характеристиках включенных в него пар и компонентов. Каталог ILB получает регулярные обновления, исправления ошибок, а также расширяется по мере добавления новых каталогов в BDB.

Содержание BDB не ограничивается данными, включенными в ILB. Найдя нужные объекты по имеющимся в ILB данным, пользователь может получить всю относящуюся к ним информацию из оригинальных каталогов (копии которых интегрированы в BDB). При этом BDB не производит никакой фильтрации или оценки данных, давая пользователю максимум доступной информации.

В рамках доклада будет дан обзор основных (в том числе – новых) возможностей BDB, а также представлены планы дальнейшего развития. Будет показано, как с помощью BDB могут быть решены основные задачи, возникающие при исследовании двойных звезд – поиск подходящих объектов, получение данных из каталогов, определение возможностей наблюдения найденных звезд.

Работа частично поддержана Программой 28 Президиума РАН и грантом РФФИ 16-07-01162.

Литература

1. Oblak E., Debray B., Kundera T. BDB – A database for all types of double stars. // ASP Conf. Ser. V. 314. P. 217. 2004.
2. Kovaleva D., Malkov O., Kaygorodov P. et al. BSDB: A new consistent designation scheme for identifying objects in binary and multiple stars // Baltic Astronomy. V. 24. P. 185. 2015.
3. Malkov O.Yu., Karchevsky A.V, Kaygorodov P.V., Kovaleva D.A. Identification list of binaries // Baltic Astronomy. V. 25. P. 49. 2016.

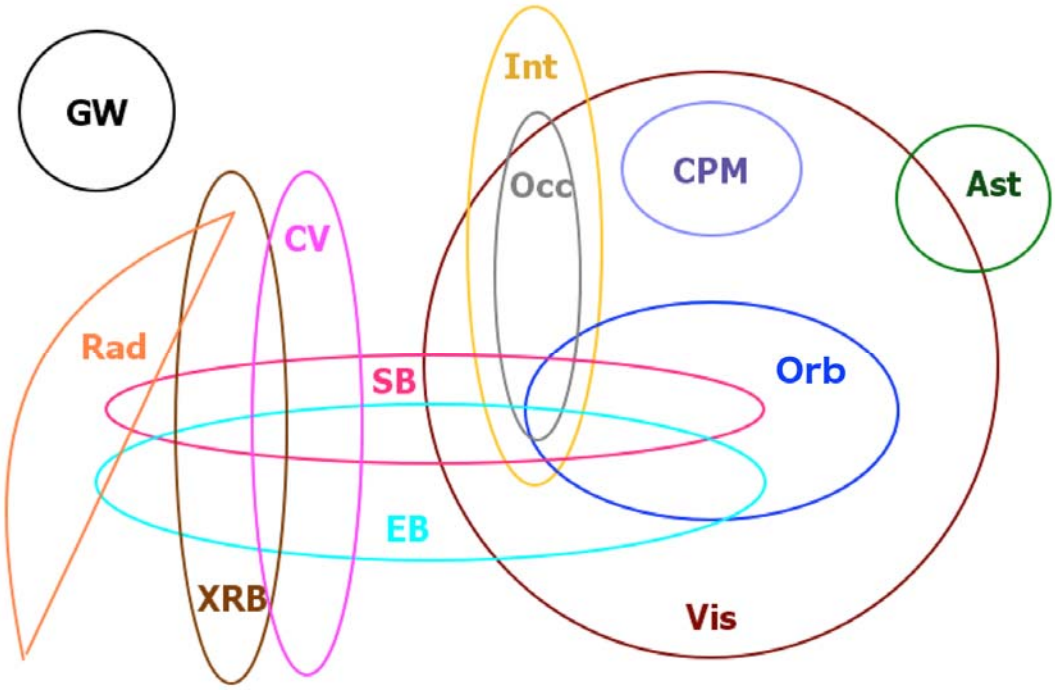


Рис. 1: Схематическое изображение типов двойных и кратных звезд, информация о которых содержится в BDB.

УДК 524.3 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.040

ДОЛГОВРЕМЕННАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДВОЙНОЙ ЛЕБЕДЬ X-1

Карицкая[1] Е.А., Бочкарев[2] Н.Г., Горанский[2] В.П., Метлова[2] Н.В.
[1]ИНАСАН, г.Москва, Россия
[2]МГУ им. Ломоносова, ГАИШ, г.Москва, Россия
karitsk@yandex.ru

LONG-TERM VARIABILITY OF X-RAY BINARY CYG X-1

Karitskaya[1] E.A., Bochkarev[2] N.G., Goranskij[2] V.P., Metlova[2] N.V.
[1]Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia
[2]Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

As a result of our study of spectral and photometric long-term variations of V1357Cyg = Cyg X-1 on the base of the 44-year-long series of multicolor photometric and many-year-long spectroscopic observations, it is concluded that the fundamental parameters of the supergiant in the system of Cyg X-1 continue to vary on the time scale of decades. There is a connection between X-ray and optical changes. The chaotic variations of X-ray flux, sometimes reaching to "hard" - "soft" state irregular changes, switch on when the U brightness decreases and HeI λ4713Å absorption line depth increases. And inversely - they switch off during U brightness increasing and HeI λ4713Å absorption line depth decreasing. This is may be connected with star size variations, causing outflow gas instability.

V1357Cyg = HDE226868 = Cyg X-1 - массивная тесная двойная система, релятивистский компонент которой является исторически первой черной дырой, а оптический компонент - O9.7 Iab сверхгигант, почти заполняющий свою полость Роша. За время исследования оказалось, что помимо орбитальной переменности с периодом P = 5.6^d, обусловленной эффектом эллипсоидальности оптической звезды, объект в оптическом диапазоне демонстрирует переменность на различных временных шкалах - от десятков лет до часов (см. например, [1, 2]). Однако, исследование долговременной переменности требует длительных и однородных наблюдений.

К настоящему времени нами собран однородный 44–летний фотометрический ряд *UBV*-наблюдений, выполненный на Крымской станции ГАИШ. Он состоит из 35-летнего ряда В.М. Лютого, который был продолжен Н.В. Метловой на том же оборудовании и с такой же обработкой. В нашей работе [3] была обнаружена переменность на шкале годы-десятки лет, которая продолжается до сих пор [4,5] (см. Рис.1). На общее падение среднего уровня блеска накладываются вариации на меньших временах. Изменения наиболее значительны в *U*. Обращает на себя внимание сильная голубая вспышка, которая видна только в фильтре *U*. Интересно, что она совпадает со вспышкой в рентгеновском диапазоне [4,5]. Она может указывать на внезапное появление горячего оптически тонкого газа.

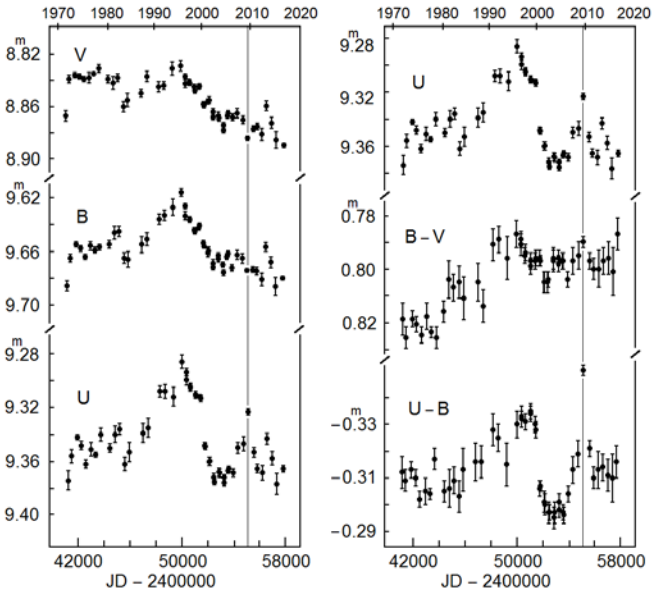


Рис. 1. *V, B, U* кривые блеска с 1971 г. (левая панель). Кривые изменения цветов *U-B, B-V* и кривая блеска *U* (правая панель). Точки усреднены по годам. Вертикальная линия отмечает сильную вспышку в *U* в 2009 г.

Использование спектральных наблюдений, полученных в КрАО, на Терскольской обсерватории, и на обсерватории ВОАО в Южной Корее, а также применение модельных не-ЛТР расчетов профиля линии HeI λ4713Å и сопоставление их с фотометрическими изменениями показало, что с 1997 по 2003 г. (во время общего падения блеска) радиус сверхгиганта вырос на 1-4%, в то время как температура упала на 1300-2400 K [3]. К сожалению, из фотосферных линий в имеющиеся у нас узкополосные спектры 1997 г. попадает лишь линия HeI λ4713Å, поэтому именно на неё в данном исследовании обращено особое внимание.

Во время этого падения блеска в 2000 г. впервые наблюдалось включение хаотической переменности рентгеновского потока, иногда доходящей до смены состояний "мягкое - жесткое" (рентгеновская неустойчивость). Это можно объяснить в рамках найденной переменности фундаментальных параметров сверхгиганта. Увеличение степени заполнения полости Роша привело к интенсификации неустойчивости перетекания массы, что объясняет увеличение рентгеновской активности.

Подобная ситуация произошла и в 2010 г. - падение блеска и включение рентгеновской активности.

Спектры, полученные на 6-м и 1-м телескопах САО РАН, показывают переменность глубины линии HeI λ4713 Å, причем наблюдается антикорреляция в изменениях этих глубин и изменении яркости в *U*. При падении яркости в *U* глубина линии растет, а при увеличении яркости в *U* линия становится мельче. Причем в первом случае происходит включение неустойчивости в рентгене, а во втором случае неустойчивость прекращается.

На Рис.2 показано сравнение этих переменностей в 2015 г. по наблюдениям 1-м телескопа САО РАН. По-видимому, нам удалось наблюдать момент смены знака производных. Примерно в это время рентген перешел в спокойное жесткое состояние.

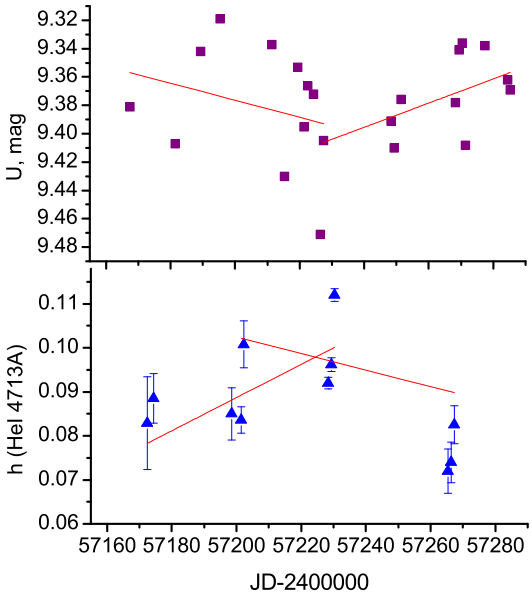


Рис. 2. Сравнение изменений яркости в *U* и глубины линии поглощения HeI λ 4713Å в 2015 г.

Таким образом, найдена связь между глубиной линии поглощения, блеском в полосе *U* и неустойчивостью рентгеновского потока, которая включается при падении излучения в *U* и увеличении глубины линии HeI λ4713Å. И наоборот - неустойчивость выключается при увеличении блеска в *U* и уменьшении глубины этой линии. Это согласуется с переменностью фундаментальных параметров сверхгиганта. Однако все осложняется присутствием переменного по количеству оптически тонкого горячего газа.

Литература

1. Karitskaya E.A., Goranskij V.P., Grankin E.N., Mel'nikov S.Yu., Variability of Cyg X-1 (V1357 Cyg) in 1995-1996 during the Hard and Soft X-ray Spectral States Astron. Let. V. 26. P. 22-33. 2000.
2. Karitskaya E. A., Voloshina I. B., Goranskii V. P. et al. Coordinated observations of Cyg X-1 (V1357 Cyg) from 1994 1998 in the commonwealth of independent states//Astron. Reports V. 45, P. 350-360. 2001.
3. Karitskaya E.A., Lyuty V.M., Bochkarev N.G. et al. Long-Term Variations of the Supergiant in the X-Ray Binary Cyg X-1 //Inf. Bull. Variable Stars No.5678. P.1-4. 2006.
4. Karitskaya E. A., Bochkarev N. G., Goranskij V.P. et al. Cyg X-1=V1357 Cyg: Long-Term Variability Continues //ASP Conf.Ser. V. 510, P. 408-412. 2017.
5. Karitskaya E. A., Bochkarev N. G., Goranskij V.P. et al. On the long-term variability of Cyg X-1=V1357 Cyg //Astron. and Astrophys Transactions, V. 30, No.4, P. 421-430. 2018.

УДК 524.5 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.041

КИНЕМАТИКА МОЛЕКУЛЯРНОЙ ОБОЛОЧКИ ВОКРУГ ОБЛАСТИ HII RCW120 И ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ В НЕЙ

Кирсанова М.С., Павлюченков Я.Н.
ИНАСАН, г.Москва
kirsanova@inasan.ru

KINEMATICS OF THE MOLECULAR SHELL AROUND THE HII REGION RCW 120 AND STAR FORMATION

Kirsanova M.S., Pavlyuchenkov Ya.N.
INASAN, Moscow

Initial conditions at which massive stars form are still a matter of debate. The collect-and-collapse scenario suggests that the star formation can be triggered by expanding HII regions. We model molecular envelope of an expanding HII region using the MARION code and formation of molecular line emission in the envelope using the URAN(IA) code. We review archive data on CO molecular emission towards the HII region RCW120 and show that the parameters of the molecular lines do not contradict our model of expanding HII region.

Задача об определении начальных условий образования массивных звезд до сих пор не решена. Известно, что до 30 процентов массивных звезд формируется в окрестностях областей ионизованного водорода (HII), по-видимому, вследствие сжатия молекулярного газа ударными волнами (УВ) [1, 2]. Распространение УВ приводит к формированию плотных движущихся молекулярных оболочек вокруг областей HII. При условиях, благоприятных для развития джинсовской неустойчивости, оболочки фрагментируют и в них образуются молодые звезды [3]. Однако до сих пор не было представлено доказательств того, что эти плотные оболочки действительно движутся.

В настоящей работе рассмотрена молекулярная оболочка области HII RCW 120, динамику пыли в которой мы моделировали в работах [4, 5] с помощью программного кода MARION [6]. Параметры моделирования указаны в работе [5]. На Рис. 1 показана физическая структура и обилия молекул в оболочке RCW 120. Видно, что молекулярная оболочка, в которой присутствуют молекулы CO, движется со скоростью около 1 км·с$^{-1}$. Температура газа в оболочке составляет несколько десятков Кельвин при плотности от 10^4 см$^{-3}$ до $4\cdot10^4$ см$^{-3}$.

С помощью программного кода URAN(IA) [7] были рассчитаны профили линий молекулы CO в предположении, что за плотной оболочкой, начиная примерно с 1.25 пк, нет протяженного внешнего невозмущенного молекулярного облака, что согласуется с наблюдениями RCW120 (см. ниже). На Рис. 2 показаны типы профилей линий, которые характеризует различные части плотной движущейся оболочки.

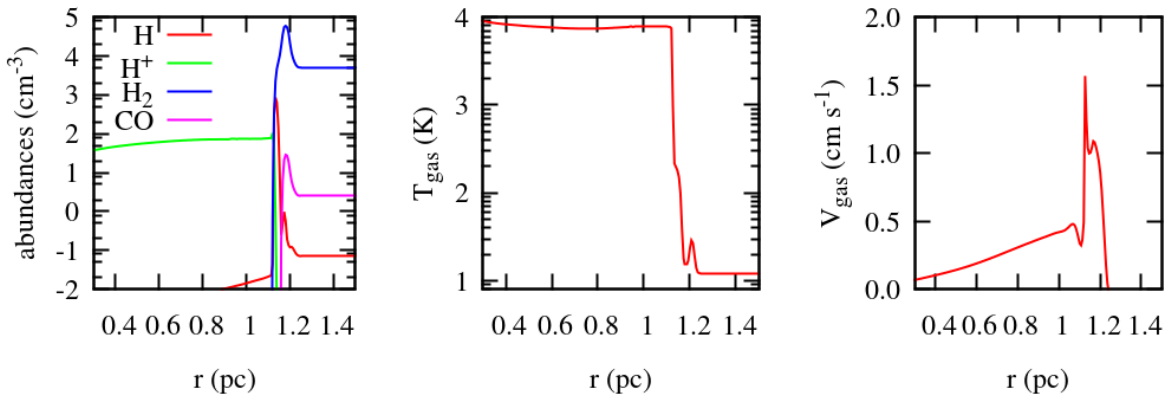


Рис. 1. Слева – химическая структура оболочки области HII, в центре – радиальный профиль температуры газа, справа — радиальный профиль скорости газа.

Плотную оболочку можно разделить на три слоя. Наиболее близко к звезде, на внешней границе области HII, находится слой, где происходит переход между ионизованным, нейтральным углеродом и молекулами CO. Обилие CO в этом слое мало, линии излучения являются оптически тонкими, а симметричный двугорбый профиль линии объясняется эффектом проекции расширяющейся оболочки. В среднем слое из-за высокого обилия CO на профиль линии начинают влиять эффекты самопоглощения, что приводит к образованию несимметричного двугорбого профиля.

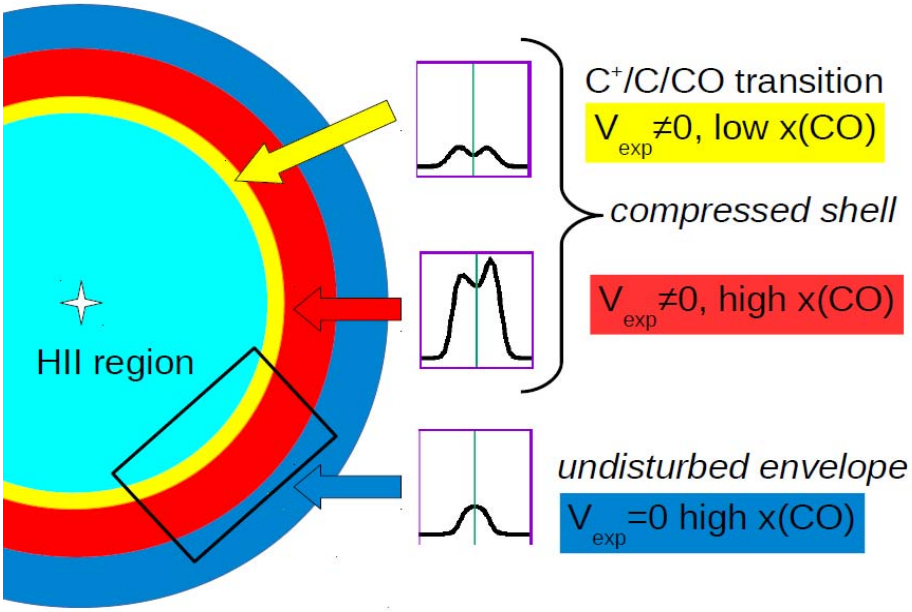


Рис. 2. Слоистая структура плотной молекулярной оболочки области HII. Прямоугольник показывает примерную область конденсации Condensation 1, в которой сосредоточены молодые протозвезды, в том числе массивные.

Третий слой представляет собой невозбужденный газ, в котором также велико обилие CO. Профили линий CO в невозбужденном слое могут быть

либо одногорбыми, либо двугорбыми в зависимости от энергии перехода и изотопомера молекулы CO.

Мы использовали открытые архивные данные телескопа APEX, чтобы исследовать молекулярную оболочку RCW120 в линии ^{13}CO(2-1). Принимая во внимание, что скорость расширения RCW120, по нашим данным, 1 км·с$^{-1}$, мы выделили на архивных fits-кубах диапазон скоростей шириной 2 км·с$^{-1}$, имея в виду переднюю и заднюю стенки оболочки, в которых она выглядит максимально однородной и непрерывной – это интервал скоростей $-8 \le V_{\rm lsr} < -6$км·с$^{-1}$. На Рис. 3 показаны карты интегральной интенсивности излучения молекул ^{13}CO(2-1) вместе с положениями точечных ИК-источников, соответствующих молодым протозвездным объектам.

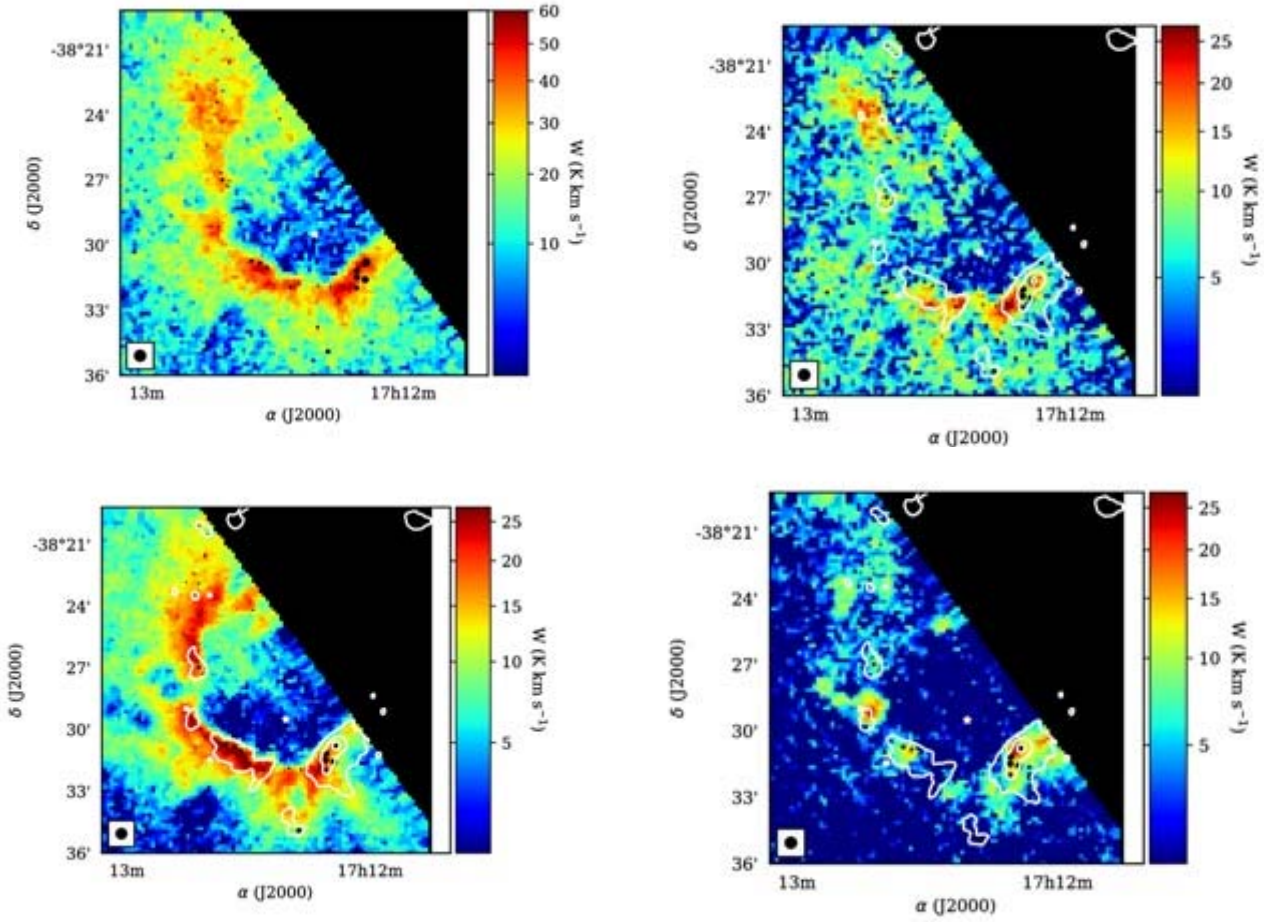


Рис. 3. Излучение ^{13}CO(2-1) в RCW120. Вверху слева: интегральное излучение по полному интервалу скоростей, вверху справа: $-20 \le V_{\rm lsr} < -8$ км·с$^{-1}$, внизу слева: $-8 \le V_{\rm lsr} < -6$км·с$^{-1}$, внизу справа: $-6 \le V_{\rm lsr} \le 0$ км·с$^{-1}$. Точечные ИК-источники показаны черными кружками. Белый контур на картах в каналах скоростей – излучение пыли на длине волны 870 мкм. Белая звездочка показывает положение ионизующей звезды в области HII.

В оболочке выделяется несколько крупных сгустков. Основная часть наиболее массивных протозвезд находится в самом крупном из них в юго-

западной части объекта (Condensation1 в [8]). По мере движения в южную часть сгустка лучевая скорость становится более отрицательной. В работе [9] показано, что в южной части оболочка разрывается, и излучение ионизующей звезды может свободно покидать область HII. Также из Рис. 3 видно, что наиболее массивные молодые протозвезды избегают разрывной части оболочки.

Наблюдаемые интенсивности линий ^{13}CO(2-1) и их ширины согласуются с результатами нашего моделирования. Наблюдательные профили линий имеют двугорбый профиль, вызванный совместным действием эффектов проекции движущейся оболочки и самопоглощением. Скорости, соответствующие пикам двугорбого профиля, сопоставимы с теоретическими значениями. В докладе мы показываем, что для исследования кинематики необходимы либо наблюдения линий CO начиная с перехода (3-2) на интерферометре с высоким разрешением, либо наблюдения на одиночном телескопе, но в высоковозбужденных переходах CO [10].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (16-02-00834-а).

Литература

1. Thompson M.A., Urquhart J.S., Moore T J.T., Morgan L.K. The statistics of triggered star formation: an overdensity of massive young stellar objects around Spitzer bubbles // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 421. No. 1. P. 408–418. 2012.
2. Kendrew S., Beuther H., Simpson R. et al. The Milky Way project and ATLASGAL: The distribution and physical properties of cold clumps near infrared bubbles // Astrophys. J. V. 825. P. 142. 2016.
3. Elmegreen B.G., Lada C.J. Sequential formation of subgroups in OB associations // Astrophys. J. V. 214. P. 725. 1977.
4. Akimkin V.V., Kirsanova M.S., Pavlyuchenkov Ya.N., Wiebe D.S. Dust dynamics and evolution in HII regions – II. Effects of dynamical coupling between dust and gas // MNRAS, 469, 930. 2015
5. Akimkin V.V., Kirsanova M.S., Pavlyuchenkov Ya.N., Wiebe D.S., Dust dynamics and evolution in expanding H II regions. I. Radiative drift of neutral and charged grains // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 449. P. 440. 2017.
6. Kirsanova M.S., Wiebe D.S., Sobolev A.M. Chemodynamical evolution of gas near an expanding HII region // Astronomy Reports. V. 53. P. 611. 2009.
7. Pavlyuchenkov Ya., Wiebe D., Shustov B. et al. Molecular Emission Line Formation in Prestellar Cores // Astrophys. J. V. 689. P. 335. 2008.
8. Figueira M., Zavagno A., Deharveng L. et al. Star formation towards the Galactic HII region RCW 120. Herschel observations of compact sources // Astron. and Astrophys. V. 600. Article id. 93. 2017.
9. Anderson L.D., Zavagno A., Rodón J.A. et al. The physical properties of the dust in the RCW 120 H II region as seen by Herschel // Astron. and Astrophys. V. 518. Article id. L99. 2010.
10. Кирсанова М.С. Линии молекул вблизи областей ионизованного водорода // Сборник трудов мемориальной конференции 2018 г., посвященной памяти академика А.А. Боярчука, под ред. Д.В. Бисикало, Д.З. Вибе, Москва «Янус-К», 2018.

УДК 524.6 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.042

МОДЕЛИРОВАНИЕ АНСАМБЛЯ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД ГАЛАКТИКИ

Ковалева Д.А., Малков О.Ю., Сытов А.Ю., Тутуков А.В., Чулков Д.А., Юнгельсон Л.Р.
ИНАСАН, Москва, Россия
dana@inasan.ru

INTERSTELLAR EXTINCTION DETERMINATION WITH GAIA DR2 DATA

Kovaleva D.A., Malkov O.Yu., Sytov A.Yu., Tutukov A.V., Chulkov D.A., Yungelson L.R.
Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

All stars are born in groups. Statistical properties of the population of binary and multiple stars bear imprints of this process. Modern observational projects provide significant advancement in investigation of multiplicity of stars in the solar region as well as in the clusters, both in quality of observational data and in its completeness. We investigate approaches toward restoration of initial properties of population of binary stars via solution of the inverse problem, by modeling evolution of synthetic populations with different initial characteristics. We present the modeling results for selected data sets of binary stars and discuss limitations and possibilities of the method.

Все звезды, в соответствии с современными представлениями, образуются в группах, в результате распада которых формируется звездное население поля Галактики. Если свойства начальной популяции двойных звезд (НПДЗ) не зависят от характеристик отдельных групп, их можно определить путем исследования статистических характеристик двойных и кратных звезд поля [1,2].

Современные исследования кратности звезд в области Солнца и в скоплениях позволили существенно продвинуться в сторону накопления и повышения качества наблюдательного материала, большей степени его полноты [3–5]. Данные второго выпуска данных обзора Gaia [6] позволяют надеяться на существенное продвижение, в частности, в отношении выделения двойных звезд в скоплениях.

Свойства ансамбля двойных и кратных звезд определяются несколькими группами характеристик. Это распространенность двойных и кратных звезд, а также функция звездообразования двойных – распределение пар по характеристикам (массам и/или отношению масс компонентов $f(m), f(q)$; расстоянию между компонентами $f(a)$, эксцентриситету орбиты $f(e)$). Функции $f(m), f(q), f(a), f(e)$ обычно полагаются независимыми, хотя есть утверждения, что существует связь между орбитальными периодами и q [3]. Наблюдательные определения связи распространенности двойных звезд с массой главного компонента, а также соотношение доли двойных звезд и звезд более высокой кратности приводятся в различных исследованиях [3, 5].

Мы исследуем задачу восстановления начальных характеристик популяции двойных звезд путем решения обратной задачи – моделирования эволюции синтетических популяций с различными начальными свойствами. Двойные звезды поля являются совокупностью объектов различного возраста, так что их статистические свойства заведомо отличаются от характеристик НПДЗ. Исследования групп звезд одинакового возраста в молодых скоплениях и ассоциациях недостаточно информативны [3]. Поэтому использование метода популяционного синтеза может оказаться ключевым инструментом для восстановления свойств НПДЗ. Мы рассматриваем проблему определения параметров функции звездообразования двойных звезд $f(M)$, $f(q)$, $f(a)$ и $f(e)$ (фундаментальных параметров) как решение обратной задачи, исходя из распределений двойных звезд по наблюдаемым характеристикам. Как свойственно обратным задачам, она некорректна и может решаться только при условии наложения дополнительных ограничений на свойства искомых распределений. В этом качестве мы опробовали существующие гипотезы о виде начальных распределений двойных звезд по фундаментальным параметрам, выявленные ранее.

При построении выборки наблюдательных данных для сравнения критически важна ее полнота в определенной области пространства параметров. Вместе с тем, по понятным причинам, выборка не должна быть слишком скудной. В качестве исходного набора наблюдательных данных использована выборка двойных звезд из каталога визуальных двойных звезд WDS [7], имеющих параллаксы Gaia DR2 (или, для ярких звезд, параллаксы Hipparcos) больше 5 миллисекунд дуги. Для этой, очищенной нами от оптических двойных и ошибочных данных, выборки исследованы эффекты наблюдательной селекции и выделена область параметров, свободная от наблюдательной неполноты: угловое разделение компонентов $2 \le \rho \le 100$ сек. дуги, блеск вторичного компонента $V_2 \le 11^m$. Результирующая выборка содержит данные о 2884 визуальных парах.

Использовав метод Монте-Карло, мы построили модели ансамбля визуально-двойных звезд с упомянутыми выше ограничениями по наблюдаемым характеристикам для различных комбинаций распределений по фундаментальным параметрам: четырех сценариев образования двойных звезд (pairing scenarios, PS) [8], двух вариантов начальной функции масс (Солпитера [9] и Кроупы [10]) для M_1 или $M_t=M_1+M_2$, в зависимости от PS, пяти $f(q)$ (для PS, которые допускают q как свободный параметр), пяти вариантов $f(a)$ и трех $f(e)$.

Всего рассмотрены 360 комбинаций начальных распределений. Для каждой из этих комбинаций смоделирована околосолнечная область в пределах 200 пк, заполненная исключительно двойными звездами, сформировавшимися по использованным сценариям. При этом звезды считались одиночными, если имели компонент с массой $\le 0.08\ M_\odot$. Существование кратных

звезд мы на этом этапе игнорировали. Плотность звезд нормирована на определенную по Gaia DR1 [11]. Был принят барометрический закон распределения звезд по z. Радиальный градиент распределения звезд и поглощение не учитывались, так как рассматривалась близкая окрестность Солнца. Скорость звездообразования на протяжении 14 млрд. лет принималась равной $15e^{-t/\tau}$, где τ=7 млрд. лет [12]. Эволюция звезд описывалась приближенными формулами Харли и др. [13].

«Наблюдаемая» модельная выборка определялась сформулированными выше критериями отбора по π, V_2, ρ.

Модельная выборка считалась удовлетворительной, если численность звезд в ней была близка к наблюдаемой. На рис. 1 представлены распределения по V_1, V_2, ΔV, ρ для наблюдательной выборки и для двух вариантов синтетических распределений для различных комбинаций характеристик НПДЗ, лучшим образом согласующихся с наблюдениями.

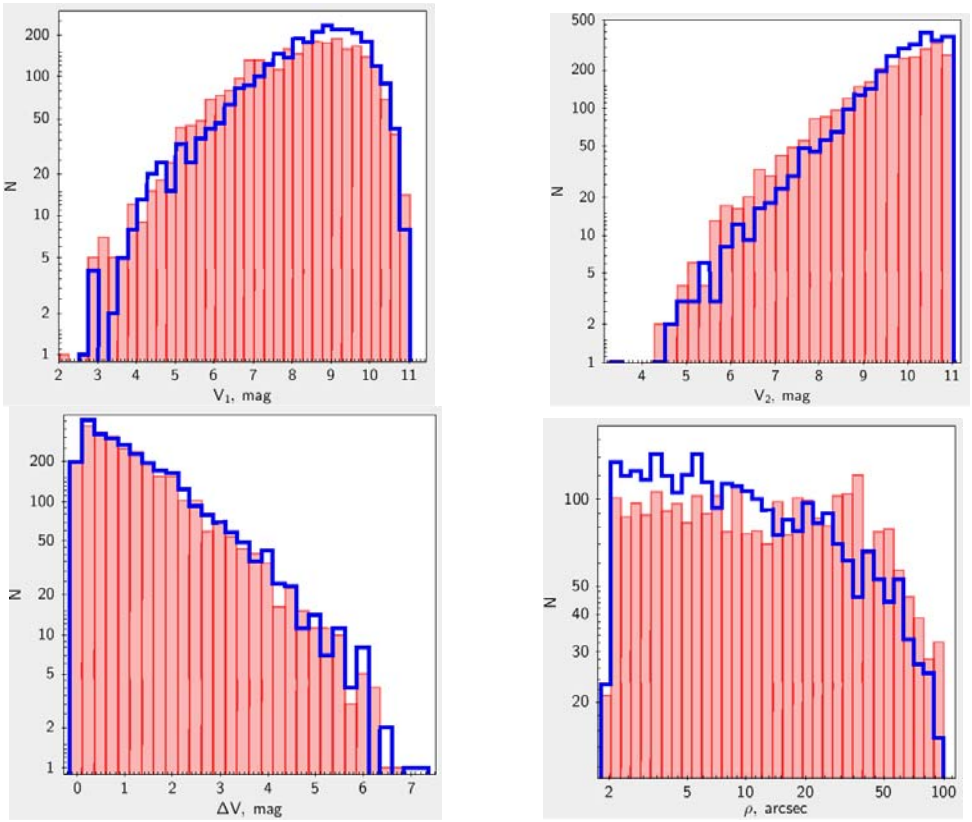


Рис. 1. Распределения характеристик наблюдательной (синяя огибающая) и наилучшим образом описывающей ее синтетической (красная гистограмма) выборок двойных звезд: верхние панели – по блеску главного и вторичного компонентов, нижние панели – по разности блеска и видимому угловому расстоянию между компонентами.

Результаты моделирования с уверенностью указывают на предпочтительность логарифмически-плоского распределения $f(a)\sim a^{-1}$. Наилучшим образом согласуется с наблюдательной выборкой сценарий формирования

двойных звезд Split-Core Pairing (сумма масс выбирается случайным образом из заданной НФМ) со степенным распределением $f(q) \sim q^{-0.5}$ и НФМ Солпитера. Принятое распределение $f(e)$ на результаты влияет слабее, чем иные начальные распределения.

Требуется сопоставить результаты моделирования с наблюдательными данными о других типах двойных звезд, с иными типичными характеристиками, чем у визуальных двойных, что позволит более полно исследовать пространство параметров двойных звезд.

Работа частично поддержана Программой 28 Президиума РАН. В исследовании были использованы ресурсы Межведомственного Суперкомпьютерного Центра РАН.

Литература

1. Tutukov A.V. Early Stages of Dynamical Evolution of Star Cluster Models // Astron. and Astrophys. V. 70. P. 57. 1978.
2. Belloni D., Kroupa P., Rocha-Pinto H., Giersz M. Dynamical equivalence, the origin of the Galactic field stellar and binary population, and the initial radius-mass relation of embedded clusters //Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 474. P.3740–3745. 2018.
3. Duchene G., Kraus A. Stellar Multiplicity // Annual Review Astron. and Astrophys. V. 51. P. 269–310. 2013.
4. Moe M., Di Stefano R. Mind Your Ps and Qs: The Interrelation between period (*P*) and mass-ratio (*Q*) distributions of binary stars // Astrophys. J. Suppl. V. 230. Id. 15. 2017.
5. Tokovinin A. The updated multiple star catalog // Astrophys. J. Suppl. V. 235. Id. 6. 2018.
6. Gaia Collaboration; Brown A.G.A., Vallenari A., Prusti T. et al. Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties //Astron. and Astrophys. V. 616. Id. A1. 2018.
7. Mason B.D., Wycoff G.L., Hartkopf W.I. et al. VizieR Online Data Catalog: The Washington Visual Double Star Catalog (Mason+ 2001–2014) // VizieR On-line Data Catalog: B/wds. Originally published in: 2001AJ.122.3466
8. Kouwenhoven M.B.N., Brown A.G.A., Goodwin S.P. et al. Exploring the consequences of pairing algorithms for binary stars // Astron. and Astrophys. V. 493. P. 979–1016. 2009.
9. Salpeter E.E. The Luminosity Function and Stellar Evolution // Astrophys. J. V. 121. P. 161. 1955.
10. Kroupa P. On the variation of the initial mass function // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 322. P. 231–246. 2001.
11. Bovy J. Stellar inventory of the solar neighborhood using Gaia DR1 // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 470. P. 1360–1387. 2017.
12. Nelemans, G.; Yungelson, L. R.; Portegies Zwart, S. F.; Verbunt, F. Population synthesis for double white dwarfs . I. Close detached systems // Astron. and Astrophys. V. 365. P. 491–507. 2001.
13. Hurley J.R., Pols O.R., Tout, C.A. Comprehensive analytic formulas for stellar evolution as a function of mass and metallicity // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 315. P. 543–569. 2000.

УДК 523.6 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.043

ДИНАМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ПАР АСТЕРОИДОВ НА БЛИЗКИХ ОРБИТАХ: СВЯЗЬ С СЕМЕЙСТВАМИ АСТЕРОИДОВ

Кузнецов Э.Д., Сафронова В.С., Устинов Д.С.
УрФУ, Екатеринбург, Россия
eduard.kuznetsov@urfu.ru

DYNAMICAL EVOLUTION OF ASTEROID PAIRS IN CLOSE ORBITS: CONNECTION WITH ASTEROID FAMILIES

Kuznetsov E.D., Safronova V.S., Ustinov D.S.
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

We apply natural metrics (Kholshevnikov metrics) defined in the space of Keplerian orbits to search for asteroids in close orbits. First, we use, as a metric, the distance between two orbits in the five-dimensional space of Keplerian orbits. Then, we apply the distance in three-dimensional factor-space of positional orbital elements. We have identified new asteroid pairs with a possible common origin. We have found 105 asteroid pairs that have Kholshevnikov metric less than 0.002 $(AU)^{1/2}$ (square of metric is less than 600 km). There are 33 asteroid pairs that were identified within known families of asteroids using AstDyS. We consider orbital evolution of the tightest pairs. To carry out high accuracy numerical simulation, it is necessary to take the Yarkovsky effect into account. We numerically integrated the orbits of pairs backward in time (a time span of 20 kyr) with the code Orbit9. The numerical integrations were made taking the nominal orbits given by the AstDyS database as initial conditions. It is shown that the Yarkovsky effect is required to be taken into account accurately to carry out precise simulation of dynamical evolution of asteroid pairs. Determination of physical and rotational parameters of asteroids is needed to solve this problem.

Исследование динамической эволюции пар астероидов на близких орбитах ведется более 10 лет. В работе [1] обосновывается предположение, что пары астероидов, движущиеся по близким орбитам, могут иметь общее происхождение. Пары могут образовываться в результате выброса фрагментов вещества крупных астероидов при некатастрофических соударениях этих астероидов с другими малыми телами. Источником пар астероидов может быть процесс дробления астероида под действием YORP-эффекта. В этом случае фрагмент, под действием центробежной силы теряющий связь с поверхностью астероида, должен двигаться относительно родительского тела со скоростью, превосходящей вторую космическую. Распад двойных и кратных систем астероидов также может приводить к формированию пар астероидов на близких орбитах. Одним из механизмов, приводящих к распаду двойных и кратных систем, может быть BYORP-эффект. Не стоит исключать из рассмотрения возможность случайного сближения орбит астероидов, особенно для богатых семейств астероидов, например, вследствие векового дрейфа больших полуосей орбит под влиянием эффекта Ярковского.

В Коуровской астрономической обсерватории УрФУ реализуется проект KASPAR (**K**ourovka **As**teroid **Pa**irs **R**esearch). Настоящая работа является продолжением исследований [2–4].

На основе 647 001 наборов элементов орбит из базы данных AstDyS [5] (по состоянию на 22.06.2018) для нумерованных астероидов, а также для астероидов, наблюдавшихся в нескольких оппозициях, получены оценки расстояний между орбитами. Использовалась метрика Холшевникова [6] ρ_2 (определена в пятимерном пространстве кеплеровых элементов). Выявлено 105 пар астероидов, для которых метрика ρ_2 не превосходит 0.002 $(\text{a.e.})^{1/2}$, а ее квадрат – 600 км. В табл. 1 приведены пары астероидов с минимальными значениями метрики ρ_2.

Таблица 1. Пары астероидов с минимальными значениями метрики ρ_2

ρ_2, $(\text{a.e.})^{1/2}$	ρ_2^2, км	Астероиды		Семейство
0.000034	0.177	(63440) 2001 MD30	(331933) 2004 TV14	(434) Hungaria
0.000039	0.230	(355258) 2007 LY4	(404118) 2013 AF40	—
0.000078	0.916	(229401) 2005 SU152	2005 UY97	(1547) Nele
0.000106	1.67	(356713) 2011 UK160	2014 QX220	—
0.000127	2.43	(180906) 2005 KB6	(217266) 2003 YR67	—
0.000138	2.87	(21436) Chaoyichi	(334916) 2003 YK39	—
0.000162	3.90	(88259) 2001 HJ7	(337181) 1999 VA117	—

На рис. 1 и 2 показано расположение пар астероидов на близких орбитах по отношению к семействам астероидов. Астероиды, входящие в семейства, показаны точками; пары, принадлежащие семействам – большими оранжевыми кружками; пары, не принадлежащие семействам – малыми темно-коричневыми кружками. Отождествление пар астероидов с семействами и классификация семейств по типам выполнялись с использованием данных AstDyS и на основе работ [7–11].

Из 105 пар астероидов на близких орбитах 33 пары принадлежат семействам астероидов. 16 пар входят в семейства, образовавшиеся в результате фрагментации родительского астероида семейства: (158) Koronis – 10 пар, (434) Hungaria – 6 пар.

В семейства, сформировавшиеся в результате выбросов вследствие ударного кратерообразования на родительском астероиде, входят 10 пар: (4) Vesta – 7 пар, (15) Eunomia – 1 пара, (20) Massalia – 2 пары.

По одной паре входят в молодые семейства (396) Aeolia и (1547) Nele, а также в семейство (93) Minerva, характеризующееся односторонней V-

диаграммой. Четыре пары входят в неклассифицированные семейства: (135) Hertha – 2 пары, (298) Baptistina – 1 пара, (1338) Duponta – 1 пара.

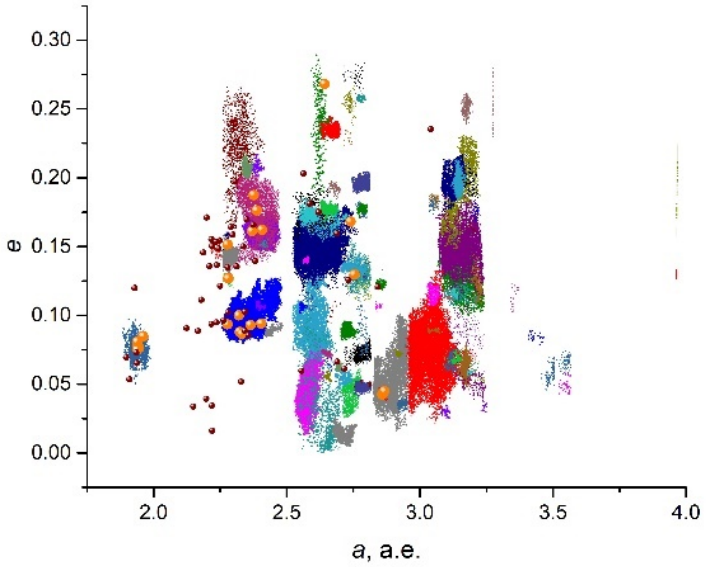


Рис. 1. Семейства астероидов и пары астероидов на плоскости «собственная большая полуось *a* — собственный эксцентриситет *e*»

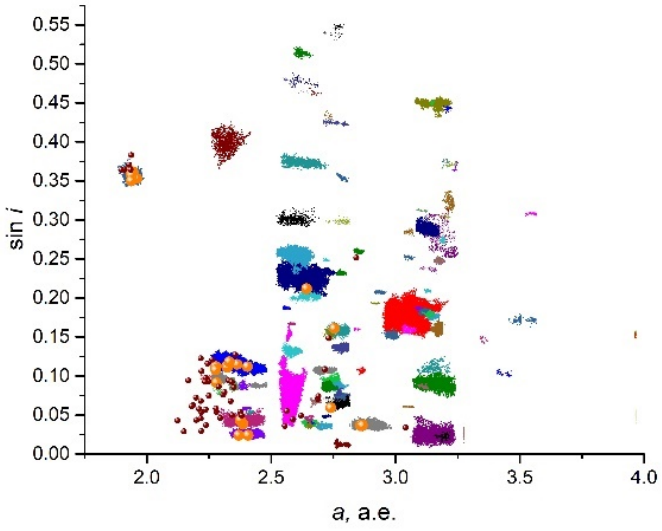


Рис. 2. Семейства астероидов и пары астероидов на плоскости «*a* — sin *i*»

Оставшиеся 72 пары астероидов на близких орбитах не идентифицированы с известными семействами астероидов.

Для поиска тесных сближений астероидов, входящих в пары, а также для оценки условий этих сближений выполнялось численное моделирование движения астероидов на интервале времени 20 000 лет в прошлое с помо-

щью программы Orbit9 комплекса OrbFit [12]. Номинальные элементы орбит астероидов из базы AstDyS на эпоху T_0 = MJD58000 использовались в качестве начальных. Уравнения движения астероида, восьми больших планет и карликовой планеты Плутон интегрировались совместно. Результаты моделирования показывают, что параметры сближения астероидов существенно зависят как от модуля, так и от знака значений дрейфа больших полуосей.

Для определения этих параметров требуются интенсивные позиционные и фотометрические наблюдения пар астероидов. Такие наблюдения в рамках проекта KASPAR проводятся в Коуровской астрономической обсерватории УрФУ.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-02-00015.

Литература

1. Vokrouhlický D., Nesvorný D. Pairs of asteroids probably of a common origin // Astron. J. 2008. V. 136. P. 280–290.
2. Кузнецов Э.Д., Сафронова В.С. Приложение метрик пространства кеплеровых орбит для поиска астероидов на близких орбитах // Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества. 2017. №4. Вып. 2. С. 86–92.
3. Kuznetsov E., Safronova V. Application of metrics in the space of orbits to search for asteroids on close orbits // Planetary and Space Science. 2018. V. 157. P. 22–27.
4. Kuznetsov E.D., Glamazda D.V., Kaiser G.T. et al. Pairs of asteroids in close orbits // Meteoritics and Planetary Science. 2018. V. 53. Iss. S1. Article id. A159.
5. Knezevic Z., Milani A. Asteroids Dynamic Site –A stDyS. IAU Joint Discussion 7. 2012. P. 18.
6. Kholshevnikov K.V., Kokhirova G.I., Babadzhanov P.B., Khamroev U.H. Metrics in the space of orbits and their application to searching for celestial objects of common origin // Mon. Notices Roy. Astron. Soc. 2016. V. 462. P. 2275–2283.
7. Milani A., Cellino A., Knezevic Z. et al. Asteroid families classification: Exploiting very large datasets // Icarus. 2014. V. 239. P. 46–73.
8. Knezevic Z., Milani A., Cellino A. et al. Automated Classification of Asteroids into Families at Work // Complex Planetary Systems, Proceedings of the International Astronomical Union 130. 2014. P. 130–133.
9. Spoto F., Milani A., Knezevic Z. Asteroid family ages // Icarus. 2015. V. 257. P. 275–289.
10. Milani A., Spoto F., Knezevic Z. et al. Families classification including multiopposition asteroids // Asteroids: New Observations, New Models. Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium. 2016. V. 318. P. 28–45.
11. Milani A., Knezevic Z., Spoto F. et al. On the ages of resonant, eroded and fossil asteroid families // Icarus. 2017. V. 288. P. 240–264.
12. Orbfit Consortium. OrbFit: Software to Determine Orbits of Asteroids. Astrophysics Source Code Library. 2011. arXiv:1106.015.

УДК 520.6, 523.6 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.044

НАУЧНЫЕ ЗАДАЧИ НАБЛЮДЕНИЯ АСТЕРОИДОВ В КОСМИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ «ЛИРА-Б»

Кузнецов Э.Д., Соболев А.М.
УрФУ, Екатеринбург, Россия
eduard.kuznetsov@urfu.ru, andrej.sobolev@urfu.ru

SCIENTIFIC PROBLEMS OF ASTEROID OBSERVATIONs IN THE “LYRA-B” SPACE EXPERIMENT

Kuznetsov E.D., Sobolev A.M.
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Scientific problems of asteroid observations in the “Lyra-B” space experiments are considered. Improved orbits can be constructed as a result of astrometric observations of asteroids. Photometric observations permit to determinate taxonomy classes of asteroids. This data will be useful to describe physical properties of asteroid surfaces and to study dynamical evolution of asteroids taking into account the Yarkovsky effect.

В ходе выполнения космического эксперимента «Лира-Б» [1], который планируется реализовать на Российском сегменте Международной космической станции, в поле зрения телескопа будут регулярно попадать малые тела Солнечной системы. Для этих объектов будут фиксироваться координаты с точностью не хуже 1 миллисекунды дуги, а также звездные величины в 11 полосах с точностью не хуже 0.1^m. Предельные звездные величины для объектов Солнечной системы от 16^m в полосе *V* до 18^m в панхроматическом свете.

Предельная звездная величина в панхроматическом свете не позволит обнаружить большое количество новых объектов, но даст возможность получить новые сведения о динамических и физических свойствах более чем 100 тысяч астероидов.

По результатам астрометрических наблюдений будут улучшены орбиты астероидов. Высокоточные наблюдения, комбинируемые совместно с ультра-высокоточными наблюдениями Gaia, могут быть использованы при определении масс астероидов на основе оценки взаимных возмущений их движения [2].

Фотометрические наблюдения в 10 полосах от 175 до 1050 нм позволят выполнить массовые определения показателей цвета астероидов для этих полос. Особый интерес представляет полоса в области 700 нм. По этим наблюдениям можно сделать вывод о наличии на поверхности астероида гидратированных материалов.

Используемая в настоящее время таксономическая классификация астероидов [3] основана на анализе спектров, полученных в видимом и инфра-

красном диапазоне в интервале длин волн от 450 до 2450 нм. Результаты наблюдений в ходе эксперимента «Лира-Б» создадут основу для расширения этой классификации в ультрафиолетовую область.

Полученные в результате решения этих задач данные об элементах орбит и физических свойствах астероидов будут применены при исследовании динамической эволюции пар и групп астероидов, движущихся по близким орбитам. В работе [4] обосновывается предположение, что пары астероидов, движущиеся по близким орбитам, могут иметь общее происхождение. Пары могут образовываться в результате выброса фрагментов вещества крупных астероидов при некатастрофических соударениях этих астероидов с другими малыми телами. Источником пар астероидов может быть процесс дробления астероида под действием YORP-эффекта. В этом случае фрагмент, под действием центробежной силы теряющий связь с поверхностью астероида, должен двигаться относительно родительского тела со скоростью, превосходящей вторую космическую. Распад двойных и кратных систем астероидов также может приводить к формированию пар астероидов на близких орбитах. Одним из механизмов, приводящих к распаду двойных и кратных систем, может быть BYORP-эффект. Не стоит исключать из рассмотрения возможность случайного сближения орбит астероидов, особенно для богатых семейств астероидов, например, вследствие векового дрейфа больших полуосей орбит под влиянием эффекта Ярковского.

В Коуровской астрономической обсерватории УрФУ реализуется проект KASPAR (**K**ourovka **As**teroid **Pa**irs **R**esearch) комплексного исследования пар астероидов на близких орбитах [5–7]. Получение параметров, характеризующих динамику астероидов в моменты тесных сближений в прошлом, позволит оценить возраст пары, а возможно, и установить механизм ее формирования: фрагментация или кратерирование астероидов, распад двойной или кратной системы астероидов, случайное сближение орбит и др. Для решения вопроса генетической общности происхождения астероидов, образующих пару, важную роль играют спектральные наблюдения. Космический эксперимент «Лира-Б» даст возможность оценить таксономический класс астероидов, входящих в пары или группы, а результаты наблюдений в ультрафиолетовом диапазоне позволят оценить время экспозиции материла поверхности астероидов. Эти оценки планируется сравнить с динамическими оценками возраста пар астероидов.

Точное определение условий прошлых сближения астероидов, движущихся по близким орбитам, требует знания размера астероидов, их формы, параметров осевого вращения, тепловых свойств поверхности и др. Для решения этой задачи требуются интенсивные позиционные и фотометрические наблюдения пар астероидов.

Работа выполнена при финансовой поддержке постановления № 211 Правительства Российской Федерации (контракт № 02.A03.21.0006) и Мини-

стерства образования и науки Российской Федерации (базовая часть государственного задания, РК №АААА-А17-117030310283-7).

Литература

1. Захаров А.И., Миронов А.В., Прохоров М.Е. и др. Космический эксперимент «Лира-Б»: цели и принципы реализации // Астрон. Ж. 2013. Т. 90. №. 3. С. 223–241.
2. Ivantsov A., Hestroffer D., Eggl S. Prospects for asteroid mass determination from close encounters between asteroids: ESA's Gaia space mission and beyond // Astrometry and Astrophysics in the Gaia Sky. Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium. 2018. V. 330. P. 386–390.
3. DeMeo F.E., Binzel R.P., Slivan S.M., Bus S.J. An extension of the Bus asteroid taxonomy into the near-infrared // Icarus. 2009. V. 202. P. 160–180.
4. Vokrouhlický D., Nesvorný D. Pairs of Asteroids Probably of a Common Origin // Astron. J. 2008. V. 136. P. 280–290.
5. Кузнецов Э.Д., Сафронова В.С. Приложение метрик пространства кеплеровых орбит для поиска астероидов на близких орбитах // Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества. 2017. № 4. Вып. 2. С. 86–92.
6. Kuznetsov E., Safronova V. Application of metrics in the space of orbits to search for asteroids on close orbits // Planetary and Space Science. 2018. V. 157. P. 22–27.
7. Kuznetsov E.D., Glamazda D.V., Kaiser G.T. et al. Pairs of asteroids in close orbits // Meteoritics and Planetary Science. 2018. V. 53. Iss. S1. Article Id, A159.

УДК 524.5 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.045

БАЗА ДАННЫХ МЕТАНОЛЬНЫХ МАЗЕРОВ I КЛАССА: СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Ладейщиков[1]Д.А.,Баяндина[2] О.С., Соболев[1] А.М.
[1]Астрономическая обсерватория УрФУ, г. Екатеринбург, Россия
2 Астрокосмический центр ФИАН, г. Москва, Россия
dmitry.ladeyschikov@urfu.ru

THE CLASS I METHANOL MASERS DATABASE: STATUS AND PROSPECTS

Ladeyschikov[1] D.A., Bayandina[2]O.S., Sobolev[1]A.M.
[1]Astronomical observatory of UrFU, Yekaterinburg, Russia
[2]Astro Space Center of LPI RAS, Moscow, Russia

The database of class I methanol masers is presented. The collected data on methanol maser emission consists of modern and archival papers published till September 2018 and is regularly updated. The current version of the database consists of information on 831 objects, showing emission in Class I methanol maser transitions. The online database system allows studying statistical characteristics of methanol masers using infrared, radio, and other astrophysical catalogs. The database is available online at http://maserdb.net.

В настоящий момент в астрономии прослеживается тенденция к использованию масштабных обзоров неба для решения различных астрофизических проблем наряду с исследованием отдельных объектов. Область исследования метанольных мазеров – не исключение.

В последние годы появились новейшие обзоры северного и южного неба в мазерных линиях метанола I класса. К примеру, на телескопе Мопра (Австралия) в рамках проекта MALT-45 в 2015 году был произведен «слепой» обзор южного неба на 7 мм (см. [1]), в том числе в линии метанола I класса на 44 ГГц. В северном небе на 13.7-м телескопе обсерватории Пурпурной горы (Китай) в 2017 г. был произведен поиск метанольных мазеров I класса на 95 ГГц в направлении на ~1000 молекулярных сгустков [2]. Все эти работы являются свидетельством того, что наблюдения метанольных мазеров актуальны и регулярно проводятся для исследования областей звездообразования.

Проблема в настоящий момент заключается в том, что опубликованные данные представлены в виде разнородных таблиц в различных статьях, что затрудняет поиск и статистический анализ данных. Единая база данных наблюдений метанольных мазеров I класса позволит качественно решить задачи доступа к информации, включая поиск, сравнение и анализ всех опубликованных данных. Необходимость в таком анализе возникает при планировании наблюдений, когда встает задача поиска регистраций метанола в опубликованных ранее работах. Сравнение данных из разных работ позволит исследовать переменность источников и проанализировать статистику обна-

ружения линий метанола на различных частотах. Наличие излучения метанола I класса указывает на активные процессы звездообразования и/или распространение ударных волн умеренной скорости.

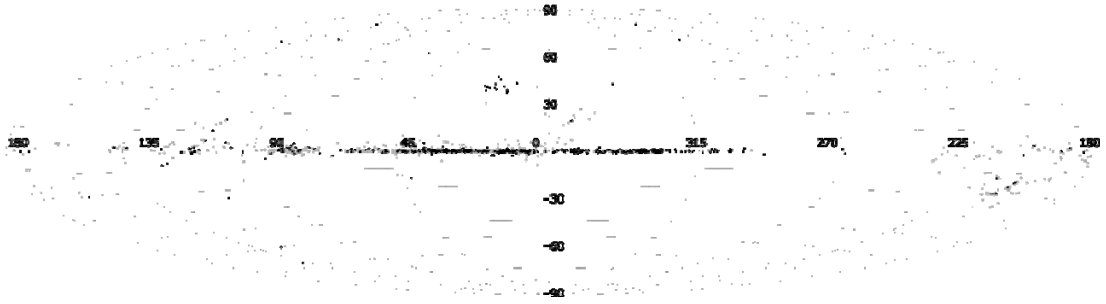


Рис. 1. Статистика детектирования метанольных мазеров I класса на Галактической плоскости: зеленые точки – положительное детектирование, красные – отрицательное.

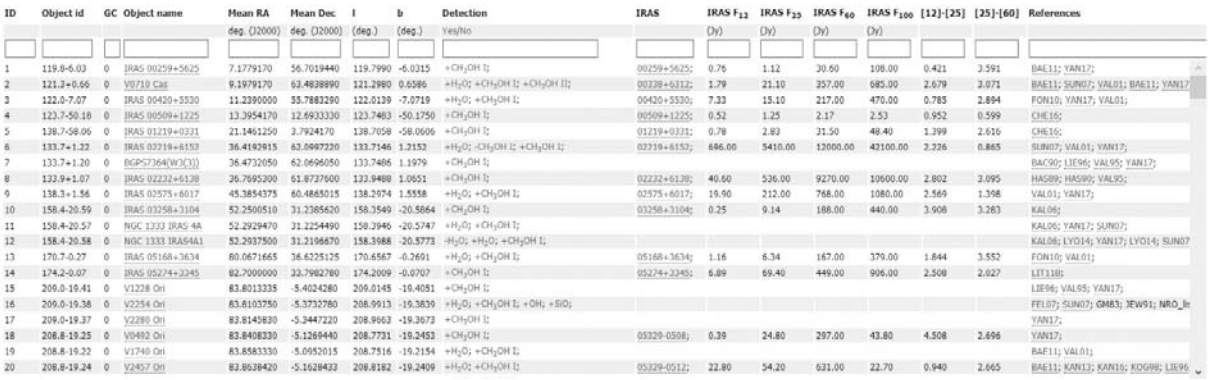
Ранее работы по созданию каталога метанольных мазеров I класса велись группой Вальтц и др. (см. [3]). В этой работе представлен каталог 206 объектов по работам, опубликованным до 2011 г. включительно. В нашей работе представлен усовершенствованный интерфейс доступа к данным и более полный набор данных по метанольным мазерам I класса вплоть до 2018 года. База данных позволит производить статистический анализ, исследовать отдельные астрофизические объекты и планировать наблюдения.

Основной подход к созданию базы данных – оцифровка и приведение к единому виду данных из статей для их дальнейшего включения в базу. Основной материал для наполнения – результаты мазерных наблюдений из имеющейся литературы, а также открытые архивы инфракрасных, радио и иных типов данных. Для удобства работы вся необходимая информация объединена в единую базу данных с интерактивным веб-интерфейсом. В базу данных в настоящее время включена большая часть имеющихся мазерных наблюдений метанола I класса, а также фотометрия ближайших источников в инфракрасном диапазоне (от 1 до 100 мкм) по современным наземным и космическим обзорам неба – IRAS, 2MASS, UKIDSS, WISE, Herschel и др.

Оценочное число объектов, которое будет включено в базу данных составляет около 1000. Среди них – области звездообразования, остатки сверхновых, ударные фронты и области сложного гидродинамического взаимодействия в межзвездной среде. База данных уже содержит 831 объекта, у которых зарегистрировано мазерное излучение метанола I класса. Данные постоянно добавляются и число объектов растет.

Система управления базы данных позволяет решить различные задачи, которые можно условно разделить на две части: (1) статистические исследования большого числа объектов; (2) подробные исследования отдельных объектов.

Для статистических исследований предусмотрен вывод таблиц источников в едином формате по всем включенным в базу данных наблюдениям. Формат базы данных позволяет в случае однозначности ассоциировать каждое наблюдение с источниками из популярных астрономических каталогов, в том числе 2MASS, IRAS, WISE, Akari, GCVS и др. По таблицам возможно построение в режиме онлайн одномерных, двухмерных и трехмерных распределений параметров источников мазерного излучения, в том числе диаграмм цвет–цвет в различных полосах. Реализована также возможность фильтрации объектов по параметрам.



ID	Object id	GC	Object name	Mean RA	Mean Dec	l	b	Detection	IRAS	IRAS F_{12}	IRAS F_{25}	IRAS F_{60}	IRAS F_{100}	[12]-[25]	[25]-[60]	References
				deg. (J2000)	deg. (J2000)	(deg.)	(deg.)	Yes/No		(Jy)	(Jy)	(Jy)	(Jy)			
1	119.8-6.03	0	IRAS 00259+5625	7.1779170	56.7019440	119.7990	-6.0315	+CH_3OH I;	00259+5625;	0.76	1.12	30.60	108.00	0.421	3.591	BAE11; YAN17;
2	121.3+0.66	0	V0710 Cas	9.1979170	63.4838890	121.2980	0.6586	+H_2O; +CH_3OH I; +CH_3OH II;	00238+6312;	1.79	21.10	357.00	685.00	2.679	3.071	BAE11; SUN07; VAL01; BAE11; YAN17
3	122.0-7.07	0	IRAS 00420+5330	11.2390000	53.7883290	122.0139	-7.0719	+H_2O; +CH_3OH I;	00420+5330;	7.33	15.10	217.00	470.00	0.785	2.894	FON10; YAN17; VAL01;
4	123.7-50.18	0	IRAS 00509+1225	13.3954170	12.6933330	123.7483	-50.1750	+CH_3OH I;	00509+1225;	0.52	1.25	2.17	2.53	0.952	0.599	CHE16;
5	138.7-58.06	0	IRAS 01219+0331	21.1461250	3.7924170	138.7058	-58.0606	+CH_3OH I;	01219+0331;	0.78	2.83	31.50	48.40	1.399	2.616	CHE16;
6	133.7+1.22	0	IRAS 02219+6152	36.4192915	62.0987220	133.7146	1.2152	+H_2O; -CH_3OH I; +CH_3OH I;	02219+6152;	696.00	5410.00	12000.00	42100.00	2.226	0.865	SUN07; VAL01; YAN17;
7	133.7+1.20	0	BGPS7364(W3(3))	36.4732050	62.0696050	133.7486	1.1979	+CH_3OH I;								BAC90; LIE96; VAL95; YAN17;
8	133.9+1.07	0	IRAS 02232+6138	36.7695200	61.8737600	133.9488	1.0651	+CH_3OH I;	02232+6138;	40.60	536.00	9270.00	10600.00	2.802	3.095	HAS89; HAS90; VAL95;
9	138.3+1.56	0	IRAS 02575+6017	45.3854375	60.4865015	138.2674	1.5558	+H_2O; +CH_3OH I;	02575+6017;	19.90	212.00	768.00	1080.00	2.569	1.398	VAL01; YAN17;
10	158.4-20.59	0	IRAS 03258+3104	52.2500510	31.2385620	158.3549	-20.5864	+CH_3OH I;	03258+3104;	0.25	9.14	188.00	440.00	3.908	3.283	KAL06;
11	158.4-20.57	0	NGC 1333 IRAS 4A	52.2929470	31.2254490	158.3946	-20.5747	+H_2O; +CH_3OH I;								KAL06; YAN17; SUN07;
12	158.4-20.58	0	NGC 1333 IRAS4A1	52.2937500	31.2196670	158.3988	-20.5773	+H_2O; +H_2O; +CH_3OH I;								KAL06; LYO14; YAN17; LYO14; SUN07
13	170.7-0.27	0	IRAS 05168+3634	80.0671665	36.6225125	170.6567	-0.2691	+H_2O; +CH_3OH I;	05168+3634;	1.16	6.34	167.00	379.00	1.844	3.552	FON10; VAL01;
14	174.2-0.07	0	IRAS 05274+3345	82.7000000	33.7982780	174.2009	-0.0707	+CH_3OH I;	05274+3345;	6.89	69.40	449.00	906.00	2.508	2.027	LIT11B;
15	209.0-19.41	0	V1228 Ori	83.8013335	-5.4024280	209.0145	-19.4051	+CH_3OH I;								LIE96; VAL95; YAN17;
16	209.0-19.38	0	V2254 Ori	83.8103750	-5.3732780	208.9913	-19.3839	+H_2O; +CH_3OH I; +OH; +SiO;								FEL07; SUN07; GM83; JEW91; NRO_le
17	209.0-19.37	0	V2280 Ori	83.8145830	-5.3447220	208.9663	-19.3673	+CH_3OH I;								YAN17;
18	208.8-19.25	0	V0492 Ori	83.8408330	-5.1260440	208.7731	-19.2452	+CH_3OH I;	05329-0508;	0.39	24.80	297.00	43.80	4.508	2.696	YAN17;
19	208.8-19.22	0	V1748 Ori	83.8583330	-5.0952015	208.7516	-19.2154	+H_2O; +CH_3OH I;								BAE11; VAL01;
20	208.8-19.24	0	V2457 Ori	83.8638420	-5.1628433	208.8182	-19.2409	+H_2O; +CH_3OH I;	05329-0512;	22.80	54.20	631.00	22.70	0.940	2.665	BAE11; KAN13; KAN16; KOG98; LIE96

Рис. 2. Пример списка объектов со статистикой регистраций мазеров различного вида в данных объектах, собранная по опубликованным статьям, в том числе и метанольных мазеров I класса. К каждому объекту добавлена информация о потоках из каталога IRAS.

Для исследований отдельных объектов предусмотрен поиск детектирования мазеров по координатам, названию источника и списку источников. Реализован просмотр подробной информации о каждом источнике, включающей изображения в различных ИК- и радио-полосах, сведения о регистрации мазеров метанола и мазеров других молекул (H_2O, OH, SiO), вывод связанных данных из различных популярных астрономических каталогов: IRAS, WISE, Akari и др. Предусмотрен также вывод описаний и изображений объектов из опубликованных статей, а также ссылок на данный источник из системы SAO/NASA ADS. Вместе данная информация поможет исследователям отдельных объектов составить начальное представление об исследуемом источнике и сделать некоторые выводы о физических процессах, которые в нем протекают. Для примера внешний вид окна с подробной информации об объекте IRAS 06056+2131 представлен на Рис. 3.

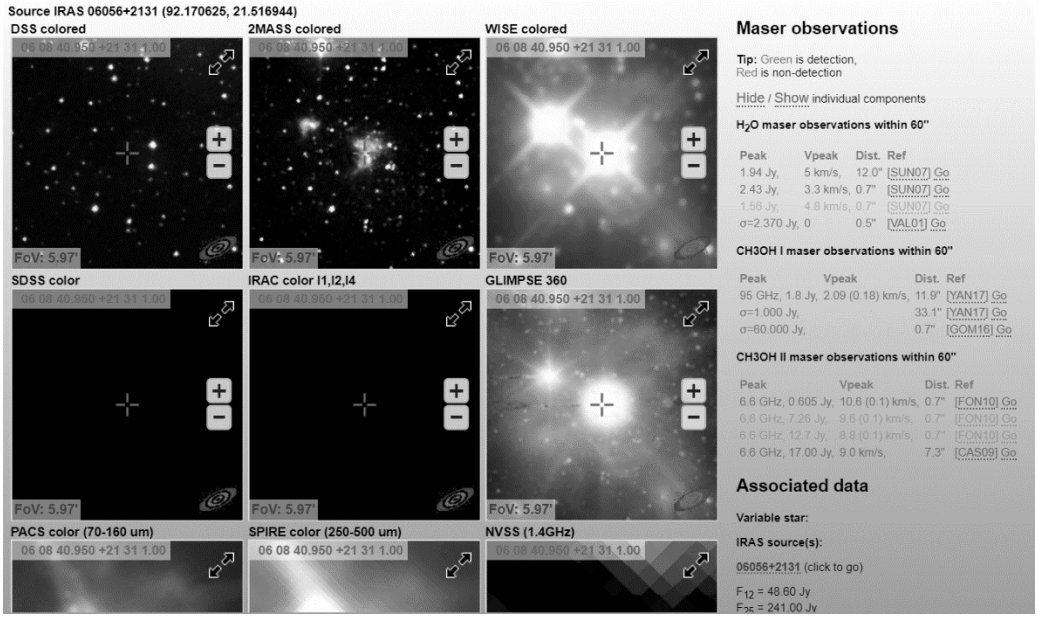


Рис. 3. Пример подробной информации об источнике IRAS 06056+2132, в котором имеется положительная регистрация метального мазера I класса в работе [2].

Созданная база данных упрощает доступ к опубликованным данным, что позволяет более эффективно производить их научный анализ. На фоне возрастающего объема получаемой информации по метанольным мазерам I класса база данных позволяет добиться полноты статистического анализа данных по имеющейся опубликованной литературе, а также получить исчерпывающую характеристику о мазерном излучении метанола в известных астрофизических объектах.

Разработка веб-интерфейса базы данных выполнена при поддержке гранта РНФ 18-12-00193.Работа по наполнению и модификации базы данных для мазеров метанола I класса выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-32-00605.

Литература

1. Jordan C.H., Walsh A.J., Lowe V. et al. MALT-45: a 7 mm survey of the southern Galaxy – I. Techniques and spectral line data. //Monthly Notices of the Roy. Astron. Soc. V. 448. P. 2344–2361. 2015.
2. Yang W., Xu Y., Chen X. et al. A new 95 GHz methanol maser catalog. I. Data. // Astrophys. J. Suppl. Ser. V. 231. Article Id. 20. 2017.
3. Bayandina O.S., Val'tts I.E., Larionov G.M. Class I methanol maser emission in infrared clouds and the third version of the Astro Space Center MMI/SFR catalog. // Astronomy Reports. V. 56. P. 553–563. 2012.

УДК 524.4 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.046

ВРАЩЕНИЕ РАССЕЯННЫХЗВЕЗДНЫХСКОПЛЕНИЙ ПО ДАННЫМ GAIA. СКОПЛЕНИЕ ЯСЛИ

Локтин А.В., Попов А.А.
КАО Урфу, Екатеринбург, Россия
Popov.Alexander@urfu.ru

ROTATION OF STELLAR CLUSTERS ACCORDING TO GAIA DATA. PRAESEPE

Loktin A.V., Popov A.A.
KAO URFU, Yekaterinburg, Russia

GAIA DR2 provides us with high quality photometrical and astrometrical data that can be used for solving the problem of motions of stars in star clusters. As a part of this problem, one can consider the problem of galactic cluster rotation. We decided to discuss this problem using the well-studied nearby cluster Praesepe. We use three methods to retrieve the cluster from proper motions and radial velocities of cluster members. As a result, we expect the possible rotation of the cluster to be 0.4 km/s.

Каталог GAIA DR2 [1,2] позволяет определить параметры близких к Солнцу рассеянных звездных скоплений (РЗС) с высокой точностью. Точные астрометрические, фотометрические и спектральные данные релиза позволяют, в частности, рассмотреть ранее не изученные вопросы о вращении скоплений, их расширении или сжатии. В качестве первых объектов для подобного исследования мы выбрали скопления Ясли, Плеяды и IC2602. В данном докладе будут обсуждаться первые результаты, полученные для скопления Ясли.

С помощью Visier мы выбрали необходимую информацию для области неба радиусом 3 угловых градуса и центром с координатами $Ra=08^h40^m24^s$, $Dec=+19^d40^m00^s$, содержащей рассеянное скопление Ясли. Высокоточные тригонометрические параллаксы и собственные движения звезд позволяют уверенно выделять члены скопления по диаграммам тригонометрический параллакс – видимая звездная величина и компонента собственного движения – видимая звездная величина. Пример такой диаграммы приведен на Рис. 1. На диаграмме видно, что члены скопления, находящиеся на одном расстоянии от наблюдателя, образуют явно видимую горизонтальную последовательность, выделенную на Рис. 1 двумя красными линиями. С помощью подобных диаграмм для компонент собственного движения по прямому восхождению и склонению мы выделили для рассматриваемой области неба 828 звезд, которые можно считать вероятными членами скопления. Для 169 из них в каталоге GAIA доступна информация по лучевым скоростям.

Вращение скопления мы проверяли по движению выделенных членов тремя независимыми методами.

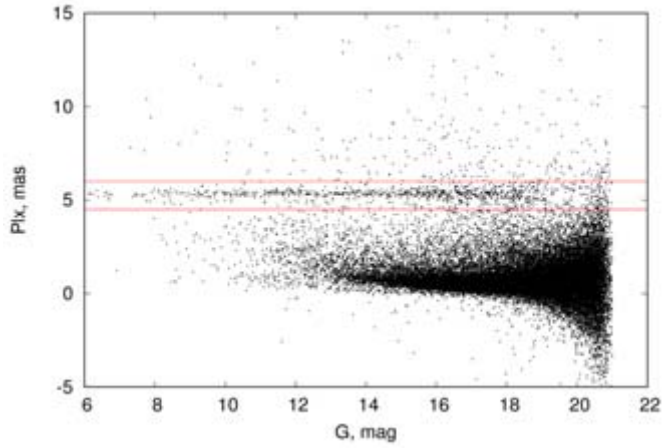


Рис. 1. Диаграмма параллакс – звездная величина. Красными линиями выделены границы с членами скопления.

Первый метод реализуется в предположении, что ось вращения скопления лежит вблизи луча зрения наблюдателя. Мы разложили собственное движение каждой звезды на радиальную и тангенциальную составляющие в системе координат, связанной с центром скопления, и вычли среднее собственное движение скопления в целом. В таком случае отклонение от нуля усредненной по всем азимутам тангенциальной составляющей собственных движений звезд будет свидетельствовать о вращении скопления. Одновременно радиальные составляющие собственных движений звезд свидетельствуют о расширении или сжатии скопления. На Рис. 2 черными точками изображены значения тангенциальных компонент членов скопления, красными – радиальные компоненты.

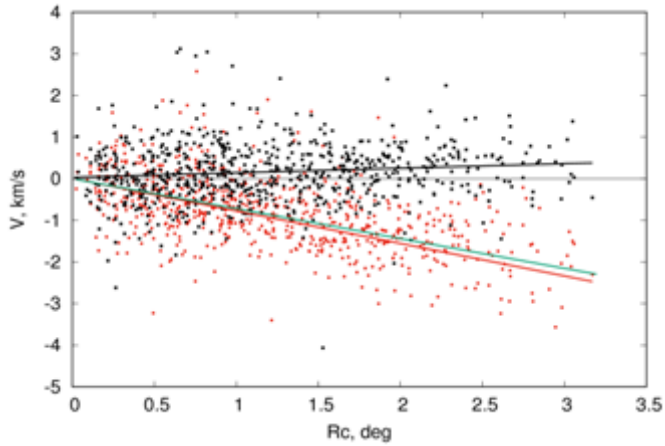


Рис. 2. Зависимость тангенциальной (черные точки) и радиальной (красные точки) составляющей собственного движения.

Линейные аппроксимации данных проведены сплошными линиями соответствующего цвета. Зеленая прямая показывает теоретическое изменение компонент собственного движения, связанное с удалением скопления от наблюдателя (средняя лучевая скорость скопления равна +35.2 км/с). Положение черной прямой показывает, что скорость вращения скопления для рассматриваемого положения оси вращения не превышает 0.4 км/с на периферии скопления. Почти полное совпадение зеленой и красной прямых показывает отсутствие заметных изменений линейных размеров скопления со временем.

Второй метод основывается на предположении, что ось вращения скопления лежит вблизи картинной плоскости. Если мы выделим члены скопления вблизи его центра (ядра), то зависимость средних остаточных собственных движений звезд от расстояния от наблюдателя вдоль луча зрения должна дать кривую вращения скопления. Эта зависимость для остаточных скоростей по прямому восхождению приведена на Рис. 3, где движения усреднены на интервалах около 2 пк. Красная линия показывает линейную аппроксимацию полученных точек. Видно, что наклон полученной прямой является незначимым, т. е. скорость вращения скопления для данного положения оси вращения не превышает 0.1 км/с.

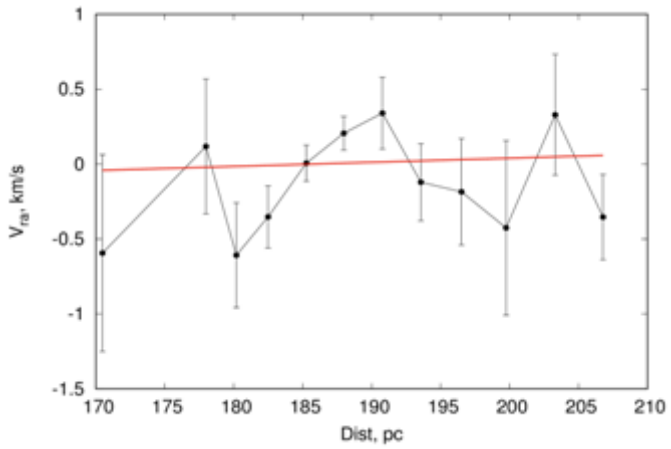


Рис. 3. Зависимость остаточной скорости по прямому восхождению от расстояния.

Третий метод основывается на анализе остаточных лучевых скоростей звезд в предположении, что ось вращения лежит вблизи картинной плоскости. Проекция оси вращения делит скопление на две половины, для которых средние остаточные лучевые скорости, в случае вращения скопления, должны иметь противоположные знаки. Изменяя положение гипотетической оси вращения с шагом 15 градусов, мы усредняли остаточные лучевые скорости, попадающих в эти половины звезд. Зависимость полученных средних значений от азимута проявится в виде плавно меняющейся кривой, достигающей максимума в тот момент, когда азимут гипотетической оси совпадет с реальной осью вращения скопления. На рисунке 4 представлены результаты дан-

ного метода, которые показывают возможное вращение скопления со скоростью 0.5 ± 0.14 км/с, с осью вращения, близкой к оси склонений.

Анализ имеющихся данных показал, что нельзя исключить вращение скопления Ясли со скоростями порядка нескольких десятых км/с. Возможно, другие близкие к Солнцу скопления дадут более определенные результаты.

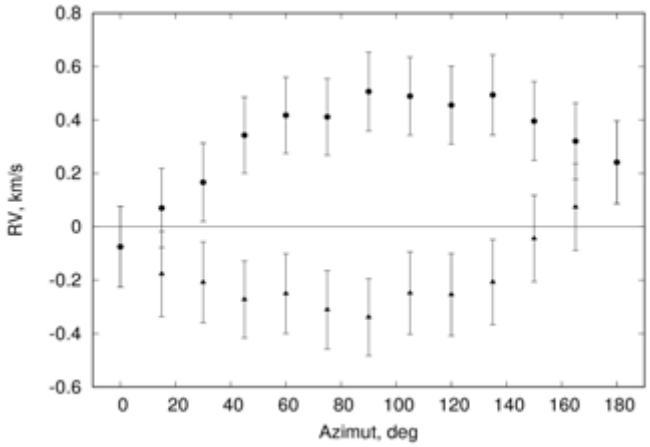


Рис. 4. Зависимость средней остаточной лучевой скорости звезд от азимута.

Работа проведена при финансовой поддержке государства в лице Министерства образования и науки Российской Федерации (базовая часть гос. задания, РК № АААА-А17-117030310283-7), а также при финансовой поддержке постановления № 211 Правительства Российской Федерации, контракт № 02.A03.21.0006

Литература

1. Gaia Collaboration et al. The Gaia mission // Astronomy & Astrophysics. V. 595. Article id. A1. 2016.
2. Gaia Collaboration et al. Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties // Astron. and Astrophys. V. 616. Article id. A1. 2018.

УДК 524.5 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.047

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДАННЫХ GAIA DR2

Малков[1] О.Ю., Длужневская[1] О.Б., Жао[2] Г., Жуков[3,1,4] А.О., Карпов[5,6,7] С.В., Князев[8,4,6] А.Ю., Ковалева[1] Д.А., Мерфи[9] Д., Микаелян[10] А.М., Миронов[4] А.В., Сичевский[1] С.Г., Сытов[1] А.Ю., Чулков[1] Д.А.

[1]ИНАСАН, Москва, Россия
[2] Национальная Астрономическая Обсерватория, Пекин, КНР
[3] Российский технологический университет, Москва, Россия
[4]ГАИШ МГУ, Москва, Россия
[5] Институт физики Чешской Академии Наук, Прага, Чехия
[6]САО РАН, Нижний Архыз, Россия
[7] Казанский (Приволжский) государственный университет, Россия
[8] Южноафриканская астрономическая обсерватория, Кейптаун, ЮАР
[9] Индийский институт астрофизики, Бангалор, Индия
[10] Бюраканская астрофизическая обсерватория им.Амбарцумяна, Армения
malkov@inasan.ru

INTERSTELLAR EXTINCTION DETERMINATION WITH GAIA DR2

Malkov[1] O.Yu., Dluzhnevskaya[1] O.B., Zhao[2] G., Zhukov[3,1,4] A.O., Karpov[5,6,7] S.V., Kniazev[8,4,6] A.Y., Kovaleva[1] D.A., Murthy[9] J., Mickaelian[10] A.M., Mironov[4] A.V., Sichevsky[1] S.G, Sytov[1] A.Yu., Chulkov[1] D.A.

[1]Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia
[2]National Astronomical Observatories, Beijing, China
[3]Moscow Technological University (MIREA), Moscow, Russia
[4]Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia
[5]Institute of Physics, Czech Academy of Sciences, Prague, Czech Republic
[6]Special Astrophysical Observatory, Nizhnij Arkhyz, Russia
[7]Kazan Federal University, Kazan, Russia
[8]South African Astronomical Observatory, Cape Town, South Africa
[9]Indian Institute of Astrophysics, Bengaluru, India
[10]V.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia

Parameters of stars obtained by the authors earlier from multicolor photometry are compared to Gaia DR2 data. This comparison allows us to modify our procedure for parameterization of stars and to use the results for construction of a 3D map of Galactic interstellar extinction.

Успешная реализация миссии Gaia позволяет уже сейчас (в апреле 2018 издана версия выходного каталога Gaia DR2) привлекать ее данные для решения задач звездной астрономии. В частности, появилась возможность проверить результаты параметризации звезд, основанной на данных многоцветной фотометрии. Малков и др. [1] определили параметры звезд в 4 избранных площадках. Для 251 объекта были определены спектральные классы, расстояния и значения межзвездного поглощения, после чего были ото-

браны 26 звезд с наиболее надежными данными и по ним был построен ход межзвездного поглощения с расстоянием. Сравнение с независимыми результатами, полученными для некоторых из этих звезд на телескопе LAMOST, показало хорошее соответствие. Для трех из четырех площадок было найдено хорошее согласие с данными, используемыми в исследовании сверхновых звезд [2] для подтверждения ускоренного расширения Вселенной (вопрос с оставшейся площадкой, No. 2, остается пока открытым). Сравнение данных [1] с данными Gaia позволит улучшить уже апробированную методику параметризации звезд с неизвестными параллаксами. Для звезд же с известными параллаксами Gaia методика будет модифицирована так, чтобы использовать параллаксы как входной, а не свободный параметр, что позволит повысить точность параметризации.

Таким образом, в данной работе ставились следующие вопросы: как отбирать для параметризации объекты, для которых (i) неизвестны параллаксы Gaia, (ii) известны параллаксы Gaia.

При ответе на первый вопрос мы опирались на результаты, полученные в нашем пилотном исследовании поглощения в четырех площадках [1], и данные Gaia. Мы, в частности, сравнивали полученные нами расстояния с оценками расстояний, определенными как величины, обратные параллаксам Gaia.

Отметим, что существуют иные методы вычисления расстояний из параллаксов Gaia [3, 4], такие как метод максимального правдоподобия, или байесовский метод, использующий априорные предположения о распределении звезд в Галактике. На данном этапе, однако, мы ограничиваемся простейшей оценкой, не требующей привлечения дополнительных соображений. При анализе данных Gaia нами учитывались рекомендации, опубликованные в [5]. В частности, принимались во внимание фильтры, сконструированные на основании содержащихся в Gaia DR2 фотометрических и астрометрических флагов и использованные для создания так называемого. астрометрически очищенного набора (atrometrically clean sample, ACS). Приведенные ниже выводы базируются на сравнении фотометрических (блески gGaia и gSDSS, см. Рис. 1) и астрометрических (параллаксы Gaia и определенные в [1] расстояния, см. Рис. 2 и Рис. 3) данных для параметризованных звезд.

1. О селекции объектов с неизвестными параллаксами Gaia.

1.1. Плохо параметризуются звезды с gSDSS>18.2 (Рис. 4).

1.2. Плохо параметризуются звезды с d>3200 pc (Рис. 5).

1.3. Для звезд, удовлетворяющих фильтрам, описанным выше в пунктах 1.1 и 1.2, целесообразно обращать внимание на значение функционала D, характеризующего степень отклонения модельной фотометрии от наблюдаемой (см. [1, формула (1)]). Он является хорошим индикатором пригодности

решения и, согласно приведенному здесь анализу, его значение не должно опускаться ниже 49 (Рис. 6).

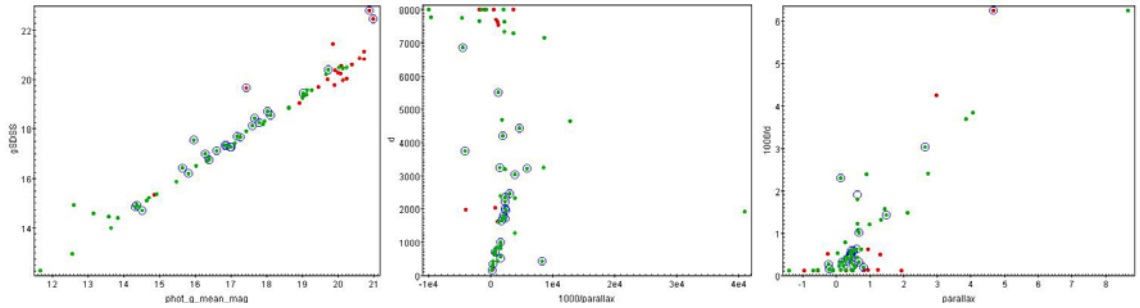


Рис. 1. (слева) Блески gGaia (phot_g_mean_mag, mag) vs. gSDSS, mag. Красные точки – все параметризованные в четырех площадках звезды; зеленые точки – те из них, что прошли ACS-фильтрацию; синие кружки – звезды, отобранные в [1] для дальнейшего анализа и построения карты межзвездного поглощения.

Рис. 2. (в центре) Расстояния, в парсеках, по данным Gaia (1000/parallax) и оцененные в [1] (*d*).

Рис. 3. (справа) Параллаксы (mas) Gaia (parallax) и оцененные в [1] (1000/*d*).

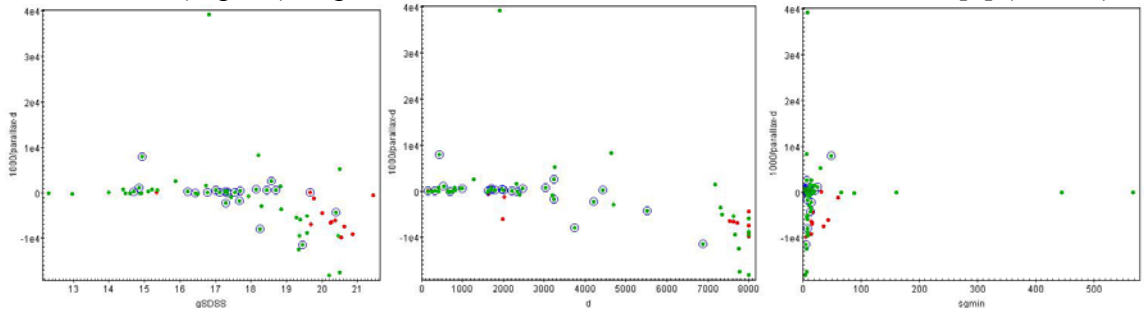


Рис. 4. (слева) Зависимость разницы расстояний, в парсеках, по данным Gaia (1000/parallax) и оцененных в [1] (*d*) от блеска gSDSS.

Рис. 5. (в центре) Зависимость разницы расстояний, в парсеках, по данным Gaia (1000/parallax) и оцененных в [1] (*d*) от *d*. Обозначения – как на Рис. 1.

Рис. 6. (справа) Зависимость разницы расстояний, в парсеках, по данным Gaia (1000/parallax) и оцененных в [1] (*d*) от значения функционала *D* (см. [1], формула 1).

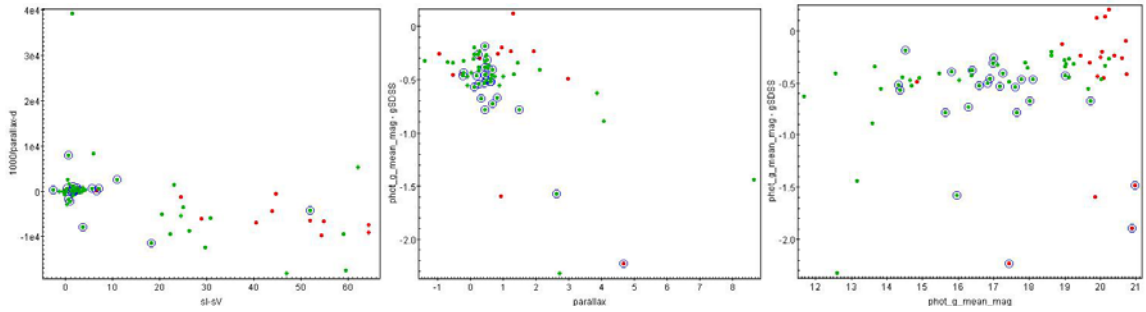


Рис. 7. (слева) Зависимость разницы расстояний, в парсеках, по данным Gaia (1000/parallax) и оцененных в [1] (*d*) от вероятности звезды принадлежать к Главной последовательности. Качественно: чем меньше значение параметра sI-sV, тем больше вероятность, что звезда является сверхгигантом (I), а не принадлежит ГП (V).

Рис. 8. (в центре) Показатель цвета gGaia-gSDSS (phot_g_mean_mag - gSDSS, mag) для звезд с известными параллаксами Gaia (parallax, mas).

Рис. 9. (справа) Показатель цвета gGaia-gSDSS (phot_g_mean_mag - gSDSS, mag) vs. gGaia, mag.

1.4. Наконец, для звезд, удовлетворяющих фильтрам 1.1 и 1.2, нужно оценивать вероятность их принадлежности к другим классам светимости (не ГП). Грубая оценка такой вероятности осуществлялась в [1] (по данным фотометрии 2MASS и SDSS), однако для нескольких звезд оказалась ошибочной (Рис. 7). Представляется весьма целесообразным включить в процедуру параметризации (почерпнутые из литературы или определенные собственными усилиями) более точные сведения о фотометрии гигантов и сверхгигантов.

2. О селекции объектов с известными параллаксами Gaia.

2.1. Не рекомендуется использовать для параметризации фотометрию Gaia для самых близких звезд (parallax > 2.6 mas, Рис. 8). Эти звезды, показавшие сильное рассогласование в фотометрических данных Gaia и SDSS, являются самыми близкими, но далеко не всегда самыми яркими звездами в ансамбле (Рис. 9). Для целей построения карт межзвездного поглощения близкие звезды, в силу малого поглощения – не самый ценный материал.

2.2. Не рекомендуется использовать для параметризации фотометрию Gaia для самых слабых звезд, g_SDSS > 20.5 mag (Рис. 1).

3. Общие выводы.

3.1. Кросс-отождествление объектов [1] с Gaia DR2 проведено правильно. Значения расхождения между Gaia и [1] в блеске (gGaia и gSDSS) и расстоянии не коррелируют с угловым расстоянием между звездой из [1] и соответствующим ей объектом Gaia.

3.2. Площадка No 2, показавшая в [1] плохое согласие с данными [2], с точки зрения проведенного в данной работе анализа ничем не выделяется.

Авторы благодарят Е.Кильпио за помощь в работе. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 17-52-45076).

Литература

1. Malkov O., Karpov S., Kilpio E. et al. Interstellar extinction from photometric surveys: Application to four high-latitude areas. // Open Astronomy. V. 27. P. 62.
2. Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G. et al. Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae // Astrophys. J. V. 517. P. 565. 1999.
3. Bailer-Jones C.A.L. Estimating distances from parallaxes. // Publ. Astron. Soc. Pacific. V. 127. P. 994. 2015.
4. Bailer-Jones C.A.L., Rybizki J., Fouesneau M. et al. Estimating distances from parallaxes. IV. Distances to 1.33 billion stars in Gaia Data Release 2 // Astron. J. V. 156. Article id. 58. 2018.
5. Lindegren L., Hernández J., Bombrun A. et al. Gaia Data Release 2. The astrometric solution. // Astron. and Astrophys. V. 616. Article id. 2. 2018.

УДК 524.3 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.048

О РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ РАДИОПУЛЬСАРОВ

Малов И.Ф., Тимиркеева М.А.
Пущинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пущино, Московская область, Россия
malov@prao.ru

ON X-RAY EMISSION OF RADIO PULSARS

Malov I.F., Timirkeeva M.A.
Pushchino Radio Astronomical Observatory ASC LPI, Pushchino, Moscow region, Russia

The analysis of distributions of some parameters and relationships between them for radio pulsars emitting X-ray radiation was carried out. It is shown that their non-thermal X-ray emission is generated at the periphery of the magnetosphere by the synchrotron mechanism.

В настоящее время достаточно детальные данные получены для 61 радиопульсара из каталога [1], которые излучают в рентгеновском диапазоне [2–3] от 0.1 до 10 кэВ. Здесь проводится сравнение ряда параметров пульсаров, громких и тихих в рентгеновском диапазоне.

Исследуемые источники имеют короткие периоды (среднее значение $\langle P \rangle$ = 133 мсек). Распределение производных периода бимодально. Для 21 пульсара среднее значение $\langle \lg dP/dt \rangle = -19.69$ – они образуют группу, в основном, из миллисекундных объектов. Вторая популяция составлена из 40 пульсаров, чья эволюция, по-видимому, протекала вне двойных систем. Для этой группы $\langle \lg dP/dt \rangle = -13.29$.

Аналогично выглядит и распределение индукции магнитного поля на экваторах исследуемых нейтронных звёзд:

$$Bs = 3.2 \times 1019 \mathrm{PdPdt12} \qquad 1$$

Оно также бимодально: для миллисекундных пульсаров $\langle \lg B_s \rangle = 8.48$, для «нормальных» – $\langle \lg B_s \rangle = 12.41$. Распределение магнитных полей на световом цилиндре может быть описано гауссианой с максимумом при $\lg B_{lc} = 4.84$, что на три порядка выше, чем у тихих радиопульсаров.

Распределение скорости потери энергии вращения

$$dEdt = 4\pi 2I\ dPdtP3 \qquad (2)$$

(I – момент инерции нейтронной звезды) оказывается бимодальным. Среднее значение для исследуемых объектов($\langle \lg dE/dt \rangle = 35.24$) значительно выше значений для основной массы радиопульсаров.

У гамма-пульсаров скорости потери энергии вращения также, в среднем, заметно выше, чем у гамма-тихих радиопульсаров ($\langle \lg dE/dt \rangle$ 35.53 и 32.60, соответственно) [4]. У них сильно различаются и магнитные поля на световом цилиндре. Соответствующие значения равны $\langle B_{lc} \rangle = 9\ 10^3$ Гс и 56

Гс. Эти данные позволяют сделать вывод о том, что жёсткое излучение наблюдается, в основном, у пульсаров с высокими значениями dE/dt и B_{lc}. Дальнейший поиск рентгеновского и гамма излучения от этих объектов можно вести целенаправленно, выделив из всей совокупности радиопульсаров источники с указанными особенностями (см. также [5]).

Рассмотрим зависимость нетепловой рентгеновской светимости от скорости потерь энергии вращения. Для исследуемой выборки она может быть описана следующим уравнением:

$$\lg Lx = 1.17 \pm 0.08 \lg dEdt - 9.46 \pm 2.89 \qquad (3)$$

при коэффициенте корреляции $K = 0.90$.

Нетепловое излучение может быть объяснено появлением у релятивистских электронов заметного лоренц-фактора на периферии магнитосферы и включением синхротронного механизма [6], светимость в рентгеновском диапазоне может быть получена из следующего выражения:

$$Lx = 16\,\pi 8R*8I\;Bs2\gamma r\psi 2dPdtsin2\beta m3c11P8 \qquad (4)$$

где γ_r – лоренц-фактор излучающих частиц, ψ – их питч-угол, β – угол между магнитным моментом нейтронной звезды и осью вращения звезды. Используя полученное в [6] выражение для ψ, приходим к следующей формуле для вычисления ожидаемого значения рентгеновской светимости:

$$Lcalc = 31/2\pi 7/2e\;I\;dPdt\gamma b3/232\;c3/2P7/2m1/2\;\gamma p2 = 1027dPdt - 15P7/2$$

(эрг/сек). (5)

Здесь γ_b – лоренц-фактор первичных электронов, а γ_p – лоренц-фактор рождённых в каскадных процессах вторичных зарядов. Полагалось, что для всех исследуемых пульсаров $\gamma b = 5 \times 106$, $\gamma_p = 10$. На Рис.1. соответствие L_{calc} и L_x следует признать очень хорошим, а использованную модель синхротронного излучения – адекватно описывающей данные наблюдений. Прямая на Рис.1 соответствует зависимости:

$$Lx = 3.48 \times 10 - 4Lcalc1.14 \qquad (6)$$

при коэффициенте корреляции К =0.97.

Ещё одним аргументом в поддержку вывода о том, что рентгеновское нетепловое излучение генерируется на периферии магнитосферы пульсара за счёт синхротронного механизма, служит заметная корреляция между рентгеновской светимостью и величиной магнитного поля на световом цилиндре (рис.2), которая может быть представлена в виде:

$$\lg Lx = 0.96 \pm 0.46 \lg Blcsin3\beta + 29.93 \pm 0.92. \qquad (7)$$

Коэффициент корреляции для этой зависимости $K = 0.49$.

Нами было показано [7], что существует аналогичная корреляция между гамма-светимостью пульсаров и магнитным полем на световом цилиндре.

Поэтому следует ожидать заметную корреляцию между гамма- и рентгеновской светимостью. Для сравнения использованы данные из каталога гамма-пульсаров, приведенного в работе [8]. Оказалось, что действительно существует сильная корреляция между L_x и L_γ:

$$\lg Lx = 1.22 \pm 0.21 \lg L\gamma - 9.67 \pm 7.18, \qquad (8)$$

коэффициент корреляции $K = 0.77$.

Радио и рентгеновские светимости также коррелируют между собой:

$$\lg Lx = 1.20 \pm 0.28 \lg Rlum1400 + 30.80 \pm 0.31, \qquad (9)$$

коэффициент корреляции $K = 0.53$.

Заметные корреляции между светимостями в радио, рентгеновском и гамма-диапазонах дают возможность целенаправленного поиска новых пульсаров от источников с зарегистрированным излучением в одном из этих диапазонов.

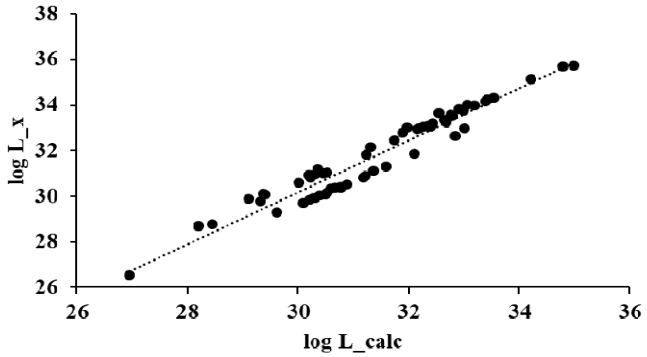


Рис. 1. Сравнение наблюдаемых и модельных значений рентгеновской светимости.

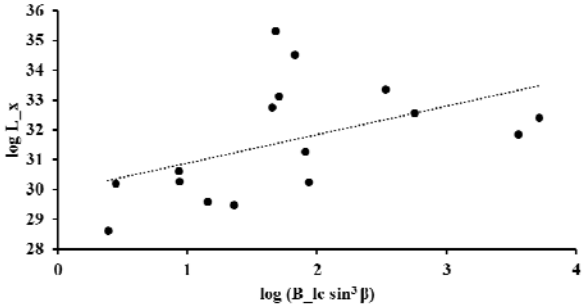


Рис. 2. Зависимость рентгеновской светимости от индукции магнитного поля на световом цилиндре.

Обсуждение и выводы

1. Большая часть радиопульсаров, излучающих в рентгеновском диапазоне, обладают короткими периодами вращения (<*P*> = 133 мсек).
2. Распределение производных периода оказывается бимодальным с группами миллисекундных пульсаров (<lg d*P*/d*t*> =–19.69) и нормальных пульсаров (<lg d*P*/d*t*> =–13.29).

3. Также бимодально распределение магнитных полей на поверхности нейтронной звезды (<lg B_s> = 8.46 и 12.43 для тех же групп).
4. Для магнитных полей на световом цилиндре медианное значение lg B_{lc} = 4.43 на два порядка выше, чем характерное для тихих радиопульсаров, у которых <lg B_{lc}> = 1.75.
5. Величины скорости потерь вращательной энергии исследуемой выборки (<lg dE/dt> =35.24) также на три порядка превышают соответствующие значения для тихих радиопульсаров.
6. Наблюдается сильная корреляция между рентгеновской светимостью радиопульсаров и скоростью потерь энергии вращения.
7. Обнаружена зависимость рентгеновской светимости от индукции магнитного поля на световом цилиндре. Эта зависимость свидетельствует о том, что генерация нетеплового рентгеновского излучения происходит на периферии магнитосферы и обусловлена синхротронным механизмом.

Полученные результаты заставляют прийти к выводу о том, что существует две популяции пульсаров. В первую входят объекты с длинными периодами, от которых рентгеновское излучение, как правило, не наблюдается или регистрируется только тепловое излучение поверхности. Вторая популяция содержит короткопериодические источники, у которых магнитное поле на световом цилиндре оказывается более интенсивным, что позволяет включиться синхротронному механизму и сгенерировать наблюдаемое рентгеновское излучение.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Переходные и взрывные процессы в астрофизике» (П-41) и гранта РФФИ (проект № 16-02-00954).

Литература

1. Manchester R.N., Hobbs G.B., Teoh A., Hobbs M. The Australia Telescope National Facility pulsar catalogue // Astron. J. V.129. P. 1993–2006. 2005.
2. 2.Possenti A., Cerutti R., Colpi M., Mereghetti S. Re-examining the X-ray versus spin-down luminosity correlation of rotational powered pulsars // Astron. and Astrophys. V. 387. P. 993–1002. 2002.
3. Prinz T., Becker W. A search for X-ray counterparts of radio pulsars // ArXiv1511.07713.
4. Malov I.F., Timirkeeva M.A. Peculiarities of radio pulsars with emission outside the radio range // Astronomy Reports. V. 58, P. 611–618. 2014.
5. Malov I.F., Timirkeeva M.A. On X-ray emission of radio pulsars // Research in Astron. and Astrophys. V. 18. Article id. 89. 2018.
6. Malov I. F., Machabeli G.Z. The spectra of hard radiation from radio pulsars // Astronomy Reports. V. 46. P. 684–690. 2002.
7. Malov I.F., Timirkeeva M.A. Comparison of the parameters of radio-quiet and radio-loud gamma-ray pulsars // Astronomy Reports. V. 59. P. 865–672. 2015.
8. Abdo A.A., Ajello M., Allafort A. et al. The Second Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-Ray Pulsars //Astrophysical Journal Supplement Series. V. 208, Article id. 17. 2013.

УДК 524.7 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.049

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ ДЛЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ГАЛАКТИКИ

Марданова М.А.
СПбГУ, г. Санкт-Петербург, Россия
f.start@mail.ru

RECOVERY OF SURFACE BRIGHTNESS FOR THE PARAMETRIC GALAXY MODEL

Mardanova M.A.
SPbSU, Saint-Petersburg, Russia

We consider features of the algorithm for restoring the distorted surface brightness of galaxies. From the example of the parametric model of the galaxy, we get a picture of real brightness experimentally. Measurement errors are modeled by the introduction of the point spread function (PSF).

В реальной оптической системе точка изображается в виде пятна рассеяния. Зная функцию рассеяния точки, можно найти изображение любого предмета, если разложить его на точки и найти PSF каждой точки. Пусть есть объект с яркостью $B(x,y)$;, тогда каждая его точка изображается в виде функции $s(x'-Vx,y'-Vy)$, то есть PSF смещается в точку с координатами (Vx,Vy), а яркость всего объекта будет представлять собой сумму этих яркостей:

$$B_{obs}(x,y) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} B(x,y)\cdot s(x'-Vx, y'-Vy)\,dx\,dy\,. \qquad (1)$$

Если увеличение V принять за единицу, то выражение (1) становится сверткой. Таким образом, наблюдаемая яркость есть свертка реальной (без помех) яркости объекта с функцией рассеяния точки:

$$B_{obs} = PSF * B_{true} \qquad (2)$$

где $PSF = s(x'-x, y'-y)$.

Итак, введение PSF дает возможность экспериментально получить неискаженную яркость. Причинами помех и искажений в измерениях чаще всего являются влияние атмосферы и несовершенство аппаратуры.

В качестве PSF часто берут распределение Гаусса. Так, в [1], [2], например, рассматривались гауссиана и модифицированная функция Моффата. Здесь были выбраны два других варианта – PSF Моффата [3] и PSF Лоренца [4]. Рассмотрим основные уравнения и соотношения, реализующие предлагаемый алгоритм.

а) PSF Моффата задается так:

$$PSF_{Mof} = \frac{1}{(1 + r^2 / A^2)^{\beta}}; \tag{3}$$

b) PSF Лоренца:

$$PSF_{Lor} = \frac{1}{1 + (r^2 / A^2)^{\beta}}, \tag{4}$$

где A – параметр, характеризующий ширину PSF, а β – некоторая константа. В качестве реальной яркости (без помех) выбираем модельное выражение – закон Серсика:

$$B_{true} = \exp(-\nu_n \cdot \alpha^{-1/n}) \ . \tag{5}$$

Параметр $\nu_n = const$ выбирается так, чтобы в пределах эффективного радиуса r_e излучалась половина полной светимости, $\alpha = r / r_e$, n – действительное число. Вычисления проводились при $n=1$ – при этом значении закон Серсика хорошо описывает карликовые эллиптические галактики и диски спиральных.

На первом этапе вычисляется поверхностная яркость (2) для двух вариантов PSF. Далее строятся графики $\Delta B = B_{obs} - B_{true}$ и затем рассматриваются значения ΔB в зависимости от ширины A и параметра β.

Преобразуем выражение свертки (1) для варианта a): удобно выразить радиальную координату r в единицах эффективного радиуса r_e. Пусть $\rho = r / r_e$. Перейдем от декартовых координат к полярным, получим:

$$B_{obs} = \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} \exp(-1.678 r') (1 + (r^2 + r'^2 - 2rr' \cos\theta)^2 / A^2)^{-\beta} r' dr' d\theta. \tag{6}$$

где θ – угловое расстояние или интервал изменения PSF.

Выражение свертки для варианта b) выписывается аналогично (6). Итак, для двух вариантов PSF были вычислены значения поверхностной наблюдаемой яркости, B_{obs}, как свертки истинной яркости B_{true} и PSF, а также построены графики ΔB для рассматриваемой модели (Рис.1, 2).

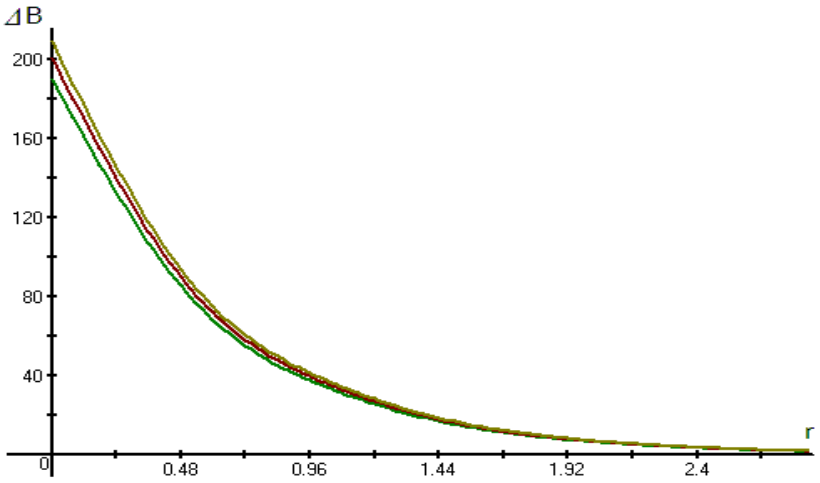


Рис.1. График ΔB PSF Моффата при значениях параметра ширины A=3, 4, 5 и $\beta = 0.1$.

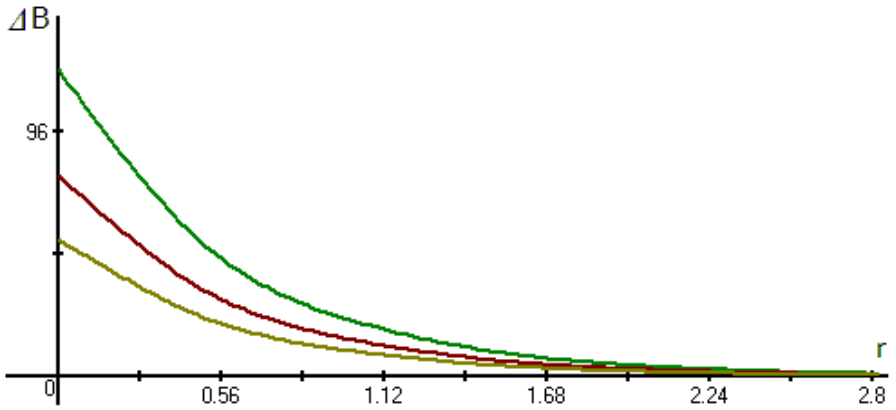


Рис. 2. График ΔB PSF Моффата при A=3 и значениях β 0.2, 0.3, 0.4.

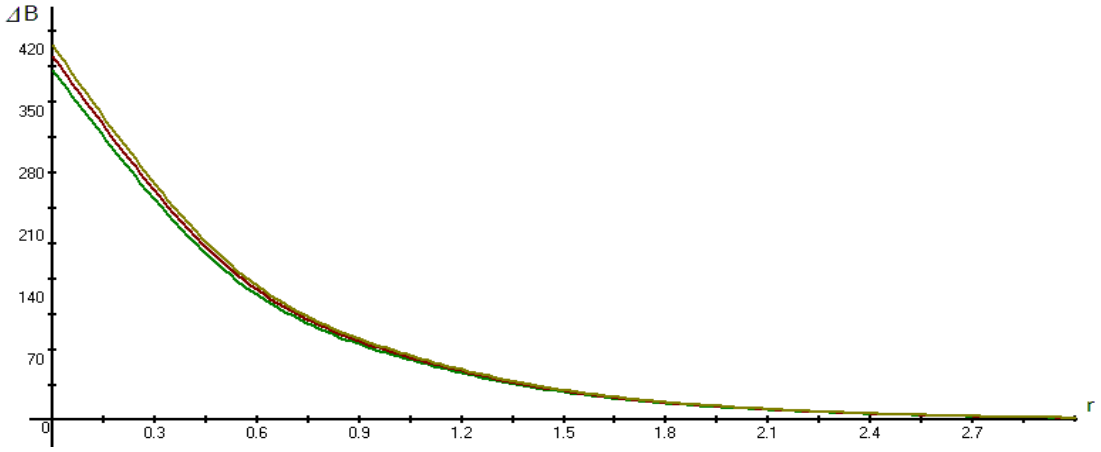


Рис. 3. График ΔB PSF Лоренца при A 3,4,5 и $\beta = 0.1$.

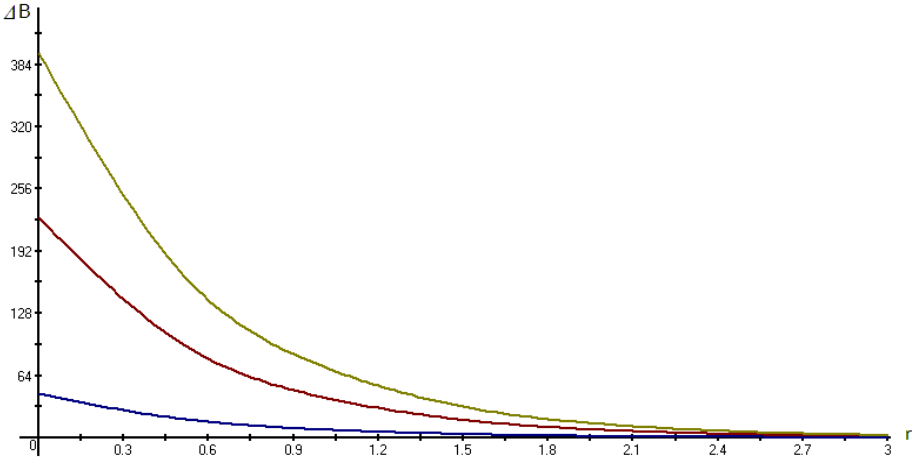


Рис. 4. График ΔB PSF Лоренца при A=3 и $\beta = 0.1,0.2,0.5$.

Когда в качестве PSF рассматривается функция Моффата, при больших значениях A получаем большие значения PSF, и разность ΔB также увеличивается. Таким образом, можно сделать вывод, что при увеличении A и

уменьшении β получается большее размытие (т.е. искажение) изображения. Так что на практике имеет смысл брать меньшие значения A и большие β, как в случае PSF Моффата, так и в случае PSF Лоренца.

Итак, в ходе численных экспериментов было замечено: 1) с увеличением значения β и постоянном A значение ΔB становится меньше; 2) чем больше значение ширины A при фиксированном β, тем эта разность больше, т.е. искажения увеличиваются. Таким образом, варьируя A и β, мы сводим к минимуму искажения в измерениях наблюдаемого объекта, т.е. получаем более точные значения свертки (1).

Рассмотренные здесь варианты PSF могут быть использованы для решения не только прямых задач (вычисления B_{obs}), но и обратных.

Литература

1. Mardanova M., Mardanov A. Model distortion and restoration of the galaxy surface brightness // 2015 International conference "Stability and control processes" in memory of V.I. Zubov. P. 656–658.2015.
2. Trujillo I., Aguerry J.A.L., Cepa J., Gutierrez C.M.. The effects of seeing on Sersik profiles – II. The Moffat PSF // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 328. P. 977–985. 2001.
3. Moffat A.F.J. A theoretical investigation of focal stellar images in the photographic emulsion and application to photographic photometry // Astron. and Astrophys. V. 3. P. 455–461. 1969.
4. da Costa G.S. Basic photometry techniques // Astronomical CCD observing and reduction techniques, ASP Conference Series. V. 23. P. 90–104. 1992.

УДК 524.7 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.050

ХИМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК - СПУТНИКОВ ГАЛАКТИКИ: РЕВИЗИЯ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НЕ-ЛТР МЕТОДОВ

Машонкина Л.[1], Яблонка П.[2], Ситнова Т.[1], Пахомов Ю.[1], Норт П.[2]
[1]*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*
[2]*Федеральная политехническая школа Лозанны, Швейцария*
lima@inasan.ru

CHEMICAL EVOLUTION OF THE GALAXY'S DWARF SATELLITES: REVISING OBSERVATIONS USING NLTE METHODS

Mashonkina L.[1], JablonkaP.[2], Sitnova T.[1], Pakhomov Yu.[1], North P.[2]
[1]*Institute of Astronomy of RAS, Moscow, Russia*
[2]*École polytechnique fédérale de Lausanne (EPFL), Lausanne, Switzerland*

We review our recent abundance results for very metal-poor stars in seven dwarf spheroidal galaxies (dSphs) and in the Milky Way (MW) halo comparison sample that were obtained based on high-resolution spectroscopic datasets, homogeneous and accurate atmospheric parameters, and the NLTE line formation for 10 chemical species. We show that all massive galaxies (the MW halo and the classical dSphs Sculptor, Ursa Minor, Sextans, and Fornax) reveal a similar plateau at [α/Fe] ≃ 0.3 for each of the α-process elements: Mg, Ca, and Ti. The evidence is provided for a decline in α/Fe with increasing metallicity in the Boötes I ultra-faint dwarf galaxy (UFD) that is most probably due to the ejecta of SNeIa. In our classical dSphs, we observe the dichotomy in the [Sr/Ba] versus [Ba/H] diagram, similarly to the MW halo, calling for two different nucleosynthesis channels for Sr at the earliest evolution stages of these galaxies. The subsolar Sr/Ba ratios of Boötes I and UMa II indicate a common r-process origin of Sr and Ba.

Accurate chemical abundances of different mass galaxies in the very metal-poor (VMP, [Fe/H]< –2) regime are important for understanding whether or not galaxies follow a universal chemical evolution, independently of their masses, and for addressing such fundamental questions as (i) what was the initial mass function of the first stars in different-mass galaxies; (ii) what were nucleosynthesis sources and the levels of chemical enrichement; (iii) what was the level of homogeneity of the interstellar medium from which low-mass stars arose. The first high-resolution spectroscopic study of the VMP stars in the dwarf spheroidal galaxies (dSphs) was performed by Shetrone et al. [1] for the Draco dSph. For past 20 years, much of the observational efforts have been invested to obtain detailed chemical abundances of stars in the MW satellites. In the literature, we count about 140 VMP stars in 16 different dSphs, with high-resolution spectra available. However, a number of investigated stars in each individual paper never exceeds 9. It is common to combine stellar samples from different papers altogether despite the fact they were analyzed in different ways, with different methods of determi-

nation of atmospheric parameters, different model atmospheres, codes, and line atomic data. The majority of papers apply the assumption of LTE, although individual stars in the dSphs that are accessible to high-resolution spectroscopy are all giants, and line formation, in particular in the MP atmospheres, is subject to the departures from LTE. Altogether, this can lead to a distorted picture of galactic abundance trends in individual galaxy and systematic shifts in abundance trends between different galaxies.

We aim to provide a homogeneous set of atmospheric parameters and chemical abundances for the VMP stars in a set of dSphs as well as for a MW halo comparison sample by employing high-resolution observations and treating the non-local thermodynamic equilibrium (NLTE) line formation. This makes possible to push the accuracy of the abundance analysis to the point where the trends of the stellar abundance ratios with metallicity can be robustly discussed.

Here, we review briefly our method [2] and results [3] obtained for the dSphs with the largest samples of the VMP stars, observed with $R > 20\,000$ in a broad spectral range. These are the classical dSphs in Sculptor (11 stars) and UMi (10 stars) and the ultra-faint dwarfs (UFDs) Boötes I (8 stars) and UMa II (3 stars). The Sextans and Fornax classical dSphs and the UFD Leo IV are represented by 2, 1, and 1 stars, respectively. Our MW comparison sample includes 23 halo giants uniformly distributed in the $-4 <$ [Fe/H] < -1.7 range common with that of the dSphs. Preselection was made in order to exclude C-enhanced stars.

We use spectra from archives of VLT2/UVES and CFHT/ESPaDOnS, the Magellan/MIKE spectra provided by R. Ezzeddine, A. Frebel, and J. D. Simon, and published equivalent widths.

Stellar atmosphere parameters were derived in a homogeneous way. Effective temperature ($T_{\rm eff}$) was calculated from the Johnson system photometric colours, using the photometric magnitudes from the literature and calibrations from [4]. For surface gravity, we relied on the known distance and stellar mass of $M = 0.8$ M_{sun} and applied the standard relation between log g, $T_{\rm eff}$, $M_{\rm bol}$, and M. Microturbulent velocities and the Fe abundances were derived from the NLTE analysis of lines of Fe I and Fe II. With the obtained $T_{\rm eff}$ and log g, the NLTE abundances from lines Fe I and Fe II are found to be fairly consistent and the mean difference is Fe I – Fe II = -0.026 ± 0.075 ([Fe/H] ≥ -3.5). All the stars correctly sit on the giant branch between the evolutionary tracks of [Fe/ H] = –2 and –4 [5], in line with their metallicities. The same photometric method was applied to determine $T_{\rm eff}$ of the MW stars. Their surface gravities are spectroscopic, from the NLTE analysis of lines of Fe in the two ionization stages. The spectroscopic gravities are found to be consistent with those based on the Gaia DR2 parallaxes.

The NLTE abundances were derived for up to 9 chemical species and the LTE abundances, for Ni. The NLTE calculations were performed with the DETAIL code and the MARCS spherical homogeneous 1D model atmospheres.

We obtain that, in the VMP regime, our classical dSphs are α-enhanced at [α/Fe] ≃ 0.3. The NLTE analysis removes discrepancies between different α-elements: Mg, Ca, and Ti and between the classical dSphs and MW halo. Previous high-resolution LTE abundance analyses deduced a common conclusion on enhancement of Mg in the classical dSphs, however, different results were reported in different papers on Ca/Fe and Ti/Fe. We confirm that, among the classical dSphs, Sculptor reveals the strongest evidence for incomplete mixing in the early evolution stage, at [Fe/H] < –2.

Our three UFDs present different features. Three stars in UMa II are α-enhanced at a similar level as the massive galaxies. In contrast, Leo IV and Boötes I, which are the brightest of the Local Group UFDs, reveal [α/Fe] ~ 0 at [Fe/H] > –2.5. A hint of a decline in [α/Fe] in Boötes I was first reported in [6]. We increase the statistics of stars and provide consistent evidence from the three elements (Mg, Ca, Ti) for the existence of a low [α/Fe] population in Boötes I that suggests a contribution of SNe Ia to the galactic Fe abundance.

Both dSph and MW halo stars have solar Ni/Fe ratios. Given the large range of galaxy masses that we consider, this is very remarkable and suggests a common origin of Fe and Ni, independently of galaxy mass.

For Na/Fe, Na/Mg, and Al/Mg, the MW halo and all dSphs reveal indistinguishable trends with [Fe/H] and constant ratios of [Na/Mg] ≃ –0.6 and [Al/Mg] ≃ –0.8, suggesting that the processes of Na and Al synthesis are identical in all systems, independently of their mass, and the early production of Na and Al occurred in a similar way to that of the primary elements.

All our dSphs are poor in heavy elements beyond the Fe group, and only Sr and Ba can be investigated. In the MW and classical dSphs, there is a large scatter of Sr/Mg and Ba/Mg below [Mg/H] ~ –2.6 suggesting that the early enrichment in Ba and Sr occurred in conditions of incomplete mixing of the interstellar medium. At higher [Mg/H], massive galaxies reveal nearly constant ratio of about [Sr/Mg] = –0.4, while Sr/Mg is lower, by 1 dex, in the UFDs Boötes I, UMa II, and Leo IV. This means that while the stellar population of massive dSphs and the MW halo can increase their abundance of Sr relatively to Mg, the UFDs cannot and therefore, miss this efficient channel of Sr production.

If Ba and Sr were produced by the same nucleosynthesis source, this would result in a fairly flat [Sr/Ba] ratio. This is clearly not the case in the VMP stars in the classical dSphs and the MW halo that reveal very similar [Sr/Ba] versus [Ba/H] trends formed by two stellar groups. The first one has subsolar [Sr/Ba] ~ –0.5, suggesting an r-process origin of Sr and Ba. Although the astrophysical site of the r-process is not identified yet, the strongly r-process enhanced stars provide observational evidence for the r-process to yield a subsolar ratio of $[Sr/Ba]_r \simeq -0.4$. The second group is aligned on a well-defined downward trend of [Sr/Ba] with

[Ba/H]. The source and type of nuclear reactions that produce an excess of Sr relatively to the classical r-process are not identified yet, although various ideas and models have been proposed in the literature. We infer that the second producer of strontium in the MW halo and the classical dSphs is independent of the production of barium and operated below [Ba/H] ~ –4.

For our UFDs, the statistics of Sr/Ba measurements is very poor. This is mostly due to missing observed spectra in the blue wavelengths. With available data, we suggest that, in the UFDs Boötes I and UMa II, Sr and Ba have a common origin in the classical r-process.

This research was supported, in part, by the Fundamental Research Program of Presidium of the RAS No. 28.

References

1. Shetrone M. D., Bolte M., Stetson P. B. Keck HIRES abundances in the dwarf spheroidal galaxy Draco // Astron. J. V. 115. P. 1888. 1998.
2. Mashonkina L., Jablonka P., Pakhomov Yu. Et al. The formation of the Milky Way halo and its dwarf satellites; a NLTE-1D abundance analysis. I. Homogeneous set of atmospheric parameters // Astron. and Astrophys. V. 604. Article id. A129. 2017.
3. Mashonkina L., Jablonka P., Sitnova T. et al. The formation of the Milky Way halo and its dwarf satellites; a NLTE-1D abundance analysis II. Early chemical enrichment // Astron. and Astrophys. V. 608. Article id. A89. 2017.
4. Ramírez I., Meléndez J. The effective temperature scale of FGK stars. II. $T_{\rm eff}$:Color:[Fe/H] Calibrations // Astrophys. J. V. 626. P. 465. 2005.
5. Yi S. K., Demarque P., Kim Y.-C. The Y^2 Isochrones // Astrophys. And Space Sci. V. 291. P. 261. 2004.
6. Gilmore G., Norris J. E., Monaco L. et al. Elemental abundances and their implications for the chemical enrichment of the Boötes I ultrafaint galaxy // Astrophys. J. V. 763. Article id. 61. 2013.

УДК 524.6 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.051

РЕЗОНАНСНЫЕ КОЛЬЦА В ГАЛАКТИКЕ

Мельник А.М.
ГАИШ МГУ, г. Москва, Университетский пр.13
anna@sai.msu.ru

RESONANCE RINGS IN THE GALAXY

Melnik A.M.
Sternberg Astronomical Institute MSU, Moscow, Russia

The models of the Galaxy with analytical Ferrers bars can reproduce the residual velocities of OB-associations in the Sagittarius, Perseus and Local System regions. The Outer Lindblad Resonance of the bar (OLR) must be located 0.4 kpc beyond the solar circle, corresponding to the bar angular velocity of Ω_b*=50 km* s^{-1} kpc^{-1}.

Внешние кольца наблюдаются примерно у 30% галактик с барами [1]. Каталог Буты [2] галактик с резонансными кольцами содержит более 2000 галактик, имеющих какие-либо детали внешних колец, из которых более 800 классифицированы как резонансные кольца или псевдокольца (разомкнутые кольца). Моделирование показало, что внешние кольца формируются вблизи OLR бара (например, [3, 4]). Мельник и Раутиайнен [5] построили модель Галактики с аналитическим баром Феррера (n=1), которая воспроизводит остаточные скорости молодых звезд в звездно-газовых комплексах Стрельца и Персея. Раутиайнен и Мельник [6] построили N-body модели с внешними кольцами и показали, что значение средней скорости частиц, расположенных в определенных областях, сильно меняется со временем, демонстрируя колебания с амплитудой до 20 км/с, однако усредненные на интервале времени 1 млрд лет модельные скорости могут воспроизвести наблюдаемые скорости в звездно-газовых комплексах Стрельца, Персея и Местной Системы. Новые модели, представленные в докладе, могут воспроизвести скорости молодых звезд в трех звездно-газовых комплексах (Стрельца, Персея и Местной системы) в конкретные моменты времени, без усреднения по времени. Успех новых моделей в реконструкции скоростей в Местной системе вызван большой дисперсией скоростей, которая ослабляет резонансные эффекты путем создания меньших систематических движений.

Новые модели включают аналитический бар Феррера, экспоненциальный диск, классический балдж и гало. Модельные кривые вращения являются плоскими и соответствуют наблюдаемой кривой вращения Галактики, которая является практически плоской в окрестности Солнца. Движение газовых облаков и рожденных в них ОВ-ассоциаций моделируется с помощью 10^5 частиц которые могут неупруго сталкиваться друг с другом. Время моделирования 2 млд лет. Модельные диски формируют внешние резонансные

кольца R_1 и R_2, а также ядерные и внутренние резонансные кольца. Из двух внешних колец, кольцо R_1 расположено немного ближе к центру Галактики, чем кольцо R_2.

Мы сравниваем модельные и наблюдаемые остаточные скорости, в трех звездно-газовых комплексах: Стрельца, Местной Системе и Персее. Остаточные скорости вычисляются как разности между наблюдаемыми гелиоцентрическими скоростями и скоростями, обусловленными кривой вращения и движением Солнца к апексу:

$$V_{res} = V_{obs} - V_{rot} - V_{ap} .$$

Сравнение модельных и наблюдаемых остаточных скоростей является серьезным тестом для моделей.

Рис. 1 показывает изменение остаточных модельных скоростей, вычисленных для комплекса Стрельца, Персея и Местной Системы, от времени t. Рассматриваются два компонента остаточных скоростей: V_R в направлении галактического радиуса-вектора и V_T в направлении галактического вращения. Можно видеть, что существует много моментов времени на интервале t=1–2 млд лет, когда модельные и наблюдаемы остаточные скорости согласуются в пределах ошибок. Модельные скорости вычислялись каждые 10 млн лет, при этом позиционный угол Солнца относительно большой оси бара принимался равным $\theta_b = 45°$.

Местная Система расположена между двух внешних колец и содержит модельные частицы (газовые облака), относящиеся к обоим кольцам: объекты кольца R_1 имеют положительные радиальные скорости V_R, направленные от центра Галактики, а частицы, захваченные кольцом R_2 – отрицательные остаточные скорости, направленные к центру Галактики. Этим объясняется большой разброс средних модельных скоростей в Местной системе.

Рассматриваются эллипсоиды Феррера с распределением плотности, определяемой степенями n=1 и 2. Модель 1, представленная на Рис. 1, демонстрирует результаты моделирования с аналитическим баром Феррера, имеющим показатель степени n=2. Модели с баром Феррера с показателем n=1, но имеющим ту же массу бара (M_{bar} = 1.3 10^{10} M_{Sun}), дают похожий результат, хотя в этом случае диапазон изменения модельных остаточных скоростей V_R больше. Ширина модельного кольца R_2 оказалась примерно в два раза больше, чем кольца R_1., т.е. кольцо R_2 захватывает примерно в два раза больше частиц, чем кольце R_1. Внешний линдбладовский резонанс (OLR) бара должен быть расположен на расстоянии 0.4 кпк за солнечным кругом (R_{OLR}=R_0+0.4 кпк), что соответствует угловой скорости вращения бара 50 км/с/кпк.

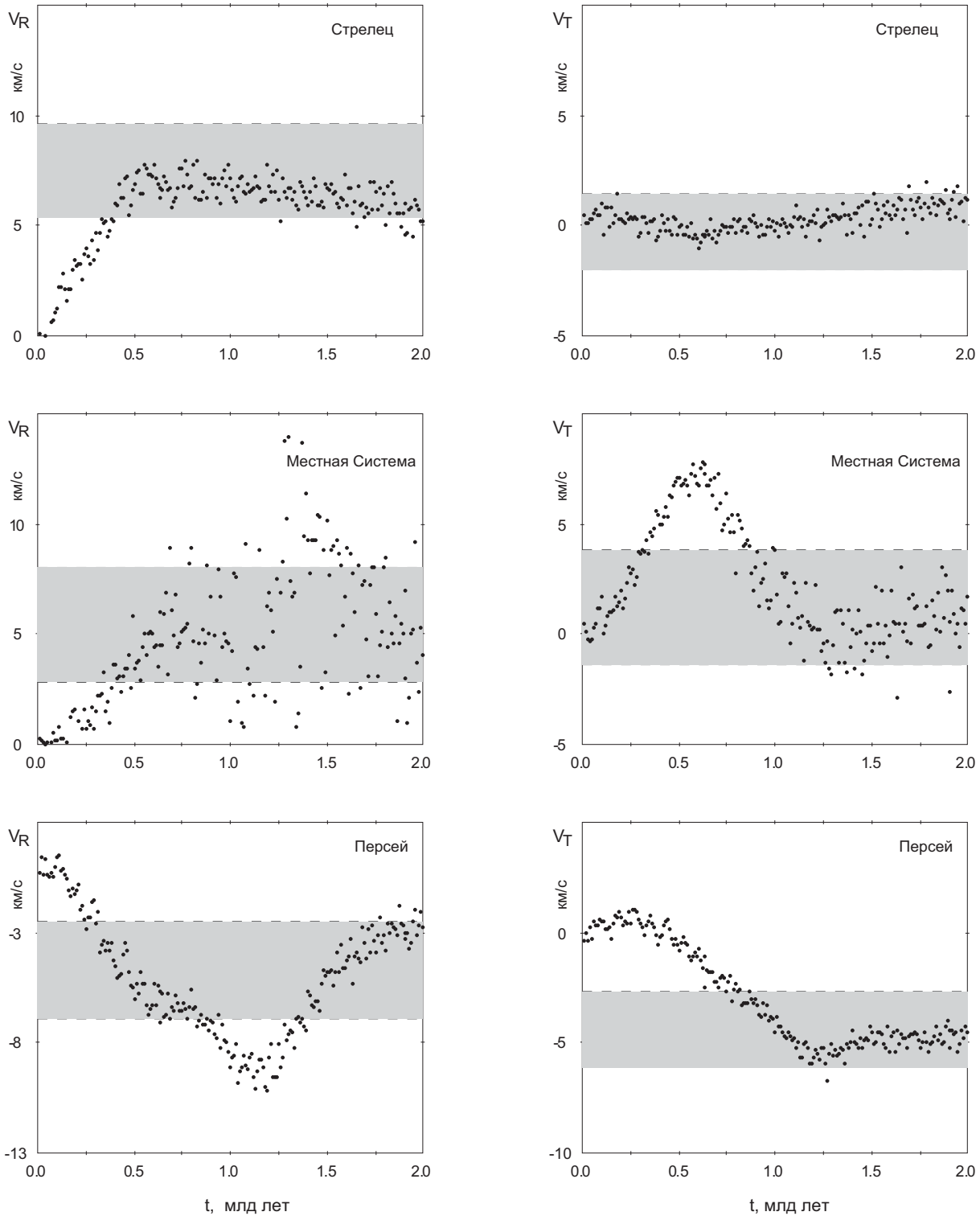


Рис. 1. Сравнение модельных и наблюдаемых остаточных скоростей, вычисленных для трех звездно-газовых комплексов: Стрельца, Местной Системы и Персея. Левая и правая колонки демонстрируют изменения радиального (V_R) и азимутального (V_T) компонентов остаточной скорости. Серые полоски показывают неопределенности в значениях наблюдаемых остаточных скоростей $V_{obs} \pm \varepsilon$. Черные кружки показывают средние скорости модельных частиц, оказавшихся внутри границ соответствующего комплекса в указанный момент времени.

Позиционный угол Солнца относительно большой оси бара, обеспечивающий согласие модельных и наблюдаемых скоростей, составляет θ_b = 40–52°. Более подробное описание моделей и результатов можно найти в работе [7].

Литература

1. Comeron S. et al. ARRAKIS: atlas of resonance rings as known in the S^4G. // Astron. and Astrophys. V. 562. Article id. A121. 2014.
2. Buta R. The Catalog of Southern Ringed Galaxies // Astrophys. J. Suppl. Ser. V. 96. P. 39–116. 1995.
3. Schwarz M.P. The response of gas in a galactic disk to bar forcing. Astrophys. J. V. 247. P. 77–88. 1981.
4. Rautiainen P., Salo H. Multiple pattern speeds in barred galaxies. I. Two-dimensional models. // Astron. and Astrophys. V. 348. P. 737–754. 1999.
5. Melnik A.M, Rautiainen P. Kinematics of the outer pseudorings and the spiral structure of the Galaxy. // Astronomy Letters. V. 35. P. 609–624. 2009.
6. Rautiainen P., Melnik A.M. *N*-body simulations in reconstruction of the kinematics of young stars in the Galaxy. Astron. and Astrophys. V. 519. Article id. A70. 2010.
7. Melnik A.M. Galactic resonance rings. Modelling of motions in the wide solar neighborhood. // Submitted to Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 2018.

УДК 524.6 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.052

ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО УГЛОВОГО МОМЕНТА ВБЛИЗИ ЛИНДБЛАДОВСКИХ РЕЗОНАНСОВ БАРА

Мельник А.М.
ГАИШ МГУ, г. Москва, Университетский пр.13
anna@sai.msu.ru

REDISTRIBUTION OF THE SPECIFIC ANGULAR MOMENTUM NEAR THE LINDBLAD RESONANCES OF THE BAR

Melnik A.M.
Sternberg Astronomical Institute MSU, Moscow, Russia

The redistribution of the specific angular momentum, L, is found near the Lindblad Resonances of the bar (ILR and OLR): the average value of L increases (decreases) at the radii a bit smaller (larger) than those of the resonances.

Резонанс между частотой эпициклического вращения κ и частотой орбитального вращения относительно бара (Ω–Ω_b) приводит к формированию в галактических дисках резонансных колец, основу которых составляют периодические орбиты. Особый интерес вызывают линдбладовские резонансы:

$\kappa/(\Omega-\Omega_b) = 2/1$ – внутренний линдбладовский резонанс (ILR),

$\kappa/(\Omega-\Omega_b) = -2/1$– внешний линдбладовский резонанс (OLR).

Кроме того, часто рассматриваются резонансы порядка $\kappa/(\Omega-\Omega_b) = \pm 4/1$.

Основные периодические орбиты составляют «скелет» резонансных колецим сопутствует большое количество квази-периодических орбит. Существую два основных семейства устойчивых прямых периодических орбит: x_1 и x_2. Семейство x_2 существует только между двумя внутренними линдбладовскими резонансами (ILRs: ILRO – внешний и ILRI – внутренний) и служит «скелетом» ядерных колец *n* (*n* – nuclear rings). Внутри радиуса коротации ($\Omega = \Omega_b$) основные периодические орбиты x_1 вытянуты параллельно бару и формируют его основу. Вблизи OLR основные периодические орбиты x_1 распадаются на два семейства: $x_1(1)$, вытянутых параллельно бару, и $x_1(2)$, вытянутых перпендикулярно бару. Семейство $x_1(2)$ основных периодических орбит расположено меду резонансами –4/1 и –2/1 (OLR) и служит опорой внешних колец R_1, вытянутых перпендикулярно бару. Орбиты $x_1(1)$ лежат снаружи OLR и поддерживают кольца R_2 , вытянутые параллельно бару [1–4].

В докладе рассматриваются 2D модели галактик, включающие аналитический бар Феррера, экспоненциальный диск, классический балдж и гало. Модельные диски быстро (через 0.1 млд лет) формируют ядерные кольца и

внутренние кольца, а внешние кольца R_1 и R_2 формируются последними (через ~1 млрд лет после начала моделирования).

Обнаружено, что вращение бара в галактике вызывает перераспределение удельного углового момента:

$$L = \Theta R,$$

вдоль галактоцентрического расстояния R, где Θ – скорость в азимутальном направлении.

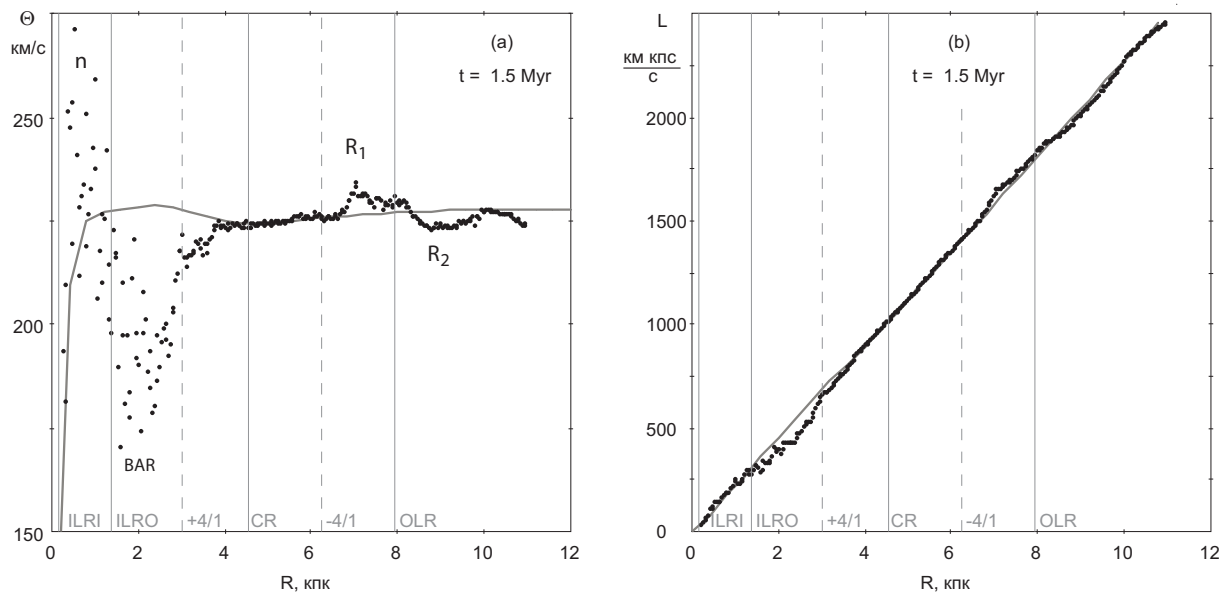


Рис. 1. (a) Распределение азимутальной скорости Θ (черные кружки) модельных частиц, усредненной в тонких плоских кольцах шириной 40 пк, вдоль галактоцентрического расстояния R в момент времени t=1.5 млд лет. Серая линия показывает скорости кривой вращения, отражающие начальное распределение Θ. Вертикальные серые полоски указывают положения резонансов. (b) Распределение удельного углового момента L (черные кружки) модельных частиц, усредненного в тонких кольцах, вдоль расстояния R. Серая линия показывает начальное распределение среднего углового момента частиц на разных расстояниях R.

Рис. 1a демонстрирует распределение средней азимутальной скорости модельных частиц в начальный момент времени и в момент t=1.5 млд лет, вычисленной в тонких кольцах шириной 40 пк. Видно, что изменение средней азимутальной скорости модельных частиц, расположенных около линдбладовских резонансов (ILRs и OLR), происходит сходным образом: на кривой Θ(R) формируются горбы и впадины, причем модельные частицы приобретают (теряют) скорость Θ и соответственно приобретают (теряют) угловой момент L на радиусах немного меньших (больших), чем радиусы линдбладовских резонансов. В окрестности ILRs скорость Θ растет в области ядерного кольца (n) и падает в области наиболее заселенных орбит бара. Вблизи радиуса OLR скорость Θ растет на расстоянии, где расположено

кольцо R_1, и падает в области, где лежит кольцо R_2. Рис. 1b показывает распределение среднего углового момента L модельных частиц в начальный момент времени и в момент t=1.5 млд лет. Здесь также видно появление горбов и впадин, но их относительная амплитуда меньше.

Вероятно, перераспределение углового момента L вдоль радиуса галактики связано с существованием двух типов периодических орбит, вытянутых перпендикулярно друг другу вблизи линдбладовских резонансов бара. В галактиках с барами угловой момент L отдельных частиц не сохраняется, однако они получают и теряют примерно одну и ту же величину углового момента ΔL за время одного обращения относительно бара. Резонанс усиливает эпициклические движения и перемещает частицы по радиусу на расстояния соответствующие большим изменениям углового момента, чем ΔL, полученное от бара (или отданное бару). Частицы с меньших расстояний R, имеющие меньший угловой момент L, перемещаются на большие расстояния, где частицы изначально имели больший угловой момент и наоборот. Поэтому средняя азимутальная скорость Θ и угловой момент L уменьшаются (увеличиваются) на расстояниях немного больших (меньших), чем радиусы линдбладовских резонансов. Более подробное обсуждение можно найти в работе [5].

Литература

1. Contopoulos G., Papayannopoulos Th. Orbits in weak and strong bars. // Astron. and Astrophys. V. 92. P. 33–46. 1980.
2. Schwarz M. P. The response of gas in a galactic disk to bar forcing. // Astrophys. J. V. 247. P. 77–88. 1981.
3. Contopoulos G., Grosbol P. Orbits in barred galaxies. // Astron. and Astrophys. Rev. V. 1, P. 261–289. 1989.
4. Buta R., Combes F. Galactic Rings. // Fundamentals of Cosmic Physics. V. 17. P. 95–281. 1996.
5. Melnik A.M. Galactic resonance rings. Modelling of motions in the wide solar neighborhood. // Submitted to Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 2018.

УДК 521.1 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.053

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕКОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ДВУХПЛАНЕТНОЙ ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ С ПЕРЕМЕННЫМИ МАССАМИ

Минглибаев[1,2] **М.Дж., Прокопеня**[3] **А.Н., Шомшекова**[1,2] **С.А.**
[1]*Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан*
[2] *Астрофизический институт им.В.Г. Фесенкова, г. Алматы, Казахстан*
[3]*Варшавский университет естественных наук, SGGW, г. Варшава, Польша*
minglibayev@gmail.com, alexander_prokopenya@sggw.pl, shmshekva-saule@mail.ru

THE INVESTIGATION OF SECULAR PERTURBATIONS IN TWO-PLANETARY THREE-BODY PROBLEM WITH VARIABLE MASSES

[1,2]**Minglibayev M.Zh.,** [3]**Prokopenya A.N.,** [1,2]**Shomshekova S.A**
[1] *al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan*
[2] *Fesenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan*
[3]*Warsaw University of Life Sciences – SGGW, Warsaw, Poland*

The two-planetary problem of three bodies with variable masses varying non-isotropically at different rates has been investigated. The parent star is assumed to be located at the origin and the relative coordinates are used to describe motion of the planets. We have obtained the differential equations of motion of the system in terms of the osculating elements of quasiconic section. The evolution equations obtained are investigated by numerical methods.

1.Введение. Во многих экзопланетных системах [1] мы наблюдаем большие разбросы наклонов плоскостей орбит к экватору звезды. Отсюда вытекает необходимость детальных исследований их динамической эволюции, особенно на этапах их нестационарности [2–4]. Двухпланетная задача трех тел с переменными массами, когда массы изменяется со временем изотропно, была исследована в работах [5–6], в системе координат Якоби в аналогах второй системы элементов Пуанкаре. При этом было выяснено что ориентация орбитальных плоскостей сохраняется. В связи с этим представляет интерес исследование задачи в случае неизотропного изменения масс [7–8]. В работе [9] были получены эволюционные уравнения двухпланетной задачи трех тел, когда массы меняются неизотропно в различных темпах, в системе координат Якоби в аналогах вторых элементов Пуанкаре. В настоящей работе мы рассмотрим задачу в относительной системе координат с началом в центре родительской звезды и в оскулирующих элементах апериодического движения по квазиконическому сечению [3], воспользуемся уравнениями возмущенного движения в форме уравнения Лагранжа [10].

2. Постановка задачи. Рассмотрим двухпланетную задачу трех тел с переменными массами. Пусть, P_0– центральная родительская звезда, P_1 – внутренняя планета и P_2 – внешняя планета с переменными массами. Движение двух планет, в рамках задачи трех сферических тел с

переменными массами, изменяющимися неизотропно, при наличии реактивных сил, в абсолютной системе координат, описываются уравнениями Мещерского [10–11]. Массы тел меняются в различных темпах, $\dot{m}_0 / m_0 \neq \dot{m}_1 / m_1 \neq \dot{m}_2 / m_2$, неизотропно. Уравнения возмущенного движения двух планет в относительной системе координат напишем в виде [11]:

$$\ddot{\vec{r}}_1 + f\left(m_0 + m_1\right)\frac{\vec{r}_1}{r_1^3} - \frac{\ddot{\gamma}_1}{\gamma_1}\vec{r}_1 = grad_{\vec{r}_1}\tilde{W}_1, \tag{1}$$

$$\ddot{\vec{r}}_2 + f\left(m_0 + m_2\right)\frac{\vec{r}_2}{r_2^3} - \frac{\ddot{\gamma}_2}{\gamma_2}\vec{r}_2 = grad_{\vec{r}_2}\tilde{W}_2, \tag{2}$$

$$\tilde{W}_j = \tilde{U}_j + F_{jx}x_j + F_{jy}x_j + F_{jz}z_j - \frac{\ddot{\gamma}_j}{2\gamma_j}r_j^2, \quad j = 1,2, \tag{3}$$

$$\tilde{U}_1 = \mu_2\left(\frac{1}{r_{12}} - \frac{\vec{r}_1\cdot\vec{r}_2}{r_2^3}\right), \qquad \tilde{U}_2 = \mu_1\left(\frac{1}{r_{21}} - \frac{\vec{r}_1\cdot\vec{r}_2}{r_1^3}\right), \tag{4}$$

$$r_{21} = \left|\vec{r}_1 - \vec{r}_2\right| = r_{12} \quad \gamma_j = \frac{m_0\left(t_0\right) + m_j\left(t_0\right)}{m_0\left(t\right) + m_j\left(t\right)} = \gamma_j\left(t\right), \quad \mu_j = fm_j, \tag{5}$$

$\tilde{U}_j$ – силовые функции ньютоновского взаимодействия тел, $\vec{F}_j\left(F_{jx}, F_{jy}, F_{jz}\right)$ – реактивные силы.

3. Разложения возмущающей функции. Выразим все слагаемые возмущающие функции $\tilde{W}_1$, $\tilde{W}_2$ через орбитальные элементы двух планет. При этом у возмущающих функций удобно выделить главную и косвенную часть:

$$\tilde{U}_1 = \frac{\mu_2}{\gamma_2 a_2}U_{1гл} - \frac{\mu_2}{\gamma_2 a_2}\alpha U_{1косв}, \qquad \tilde{U}_2 = \frac{\mu_1}{\gamma_2 a_2}U_{2гл} - \frac{\mu_1}{\gamma_2 a_2}\frac{1}{\alpha^2}U_{2косв}, \tag{6}$$

$$\tilde{U}_{1гл} = \frac{\gamma_2 a_2}{r_{12}} = \gamma_2 a_2\left(\frac{1}{r_{12}}\right), \quad \tilde{U}_{1косв} = \left(\frac{r_1}{\gamma_1 a_1}\right)\left(\frac{\gamma_2 a_2}{r_2}\right)^2\cos\psi, \quad \alpha = \alpha\left(t\right) = \frac{\gamma_1 a_1}{\gamma_2 a_2} < 1, \tag{7}$$

$$\tilde{U}_{2гл} = \frac{\gamma_2 a_2}{r_{21}} = \gamma_2 a_2\left(\frac{1}{r_{21}}\right), \quad \tilde{U}_{2косв} = \left(\frac{r_2}{\gamma_2 a_2}\right)\left(\frac{\gamma_1 a_1}{r_1}\right)^2\cos\psi. \tag{8}$$

Далее, используя систему компьютерной алгебры Mathematca [12], разлагаем выражения в правых частях этих формул в ряд по оскулирующим элементам апериодического движения по квазиконическому сечению [3]:

$$\begin{aligned} x_j &= \gamma_j\rho_j\left[\cos u_j\cdot\cos\Omega_j - \sin u_j\cdot\sin\Omega_j\cdot\cos i_j\right], \\ y_j &= \gamma_j\rho_j\left[\cos u_j\cdot\sin\Omega_j + \sin u_j\cdot\cos\Omega_j\cdot\cos i_j\right], \quad u_j = \omega_j + \theta_j \\ z_j &= \gamma_j\rho_j\left[\sin u_j\cdot\sin i_j\right], \quad r_j^2 = x_j^2 + y_j^2 + z_j^2 = \gamma_j^2\rho_j^2. \end{aligned} \tag{9}$$

Закон движения, так же как и в классической задаче двух тел, определяется уравнением Кеплера:

$$\operatorname{tg}\frac{u_j}{2}=\sqrt{\frac{1+e_j}{1-e_j}}\operatorname{tg}\frac{E_j}{2},\quad E_j-e_j\sin E_j=l_j,\qquad j=1,2\,. \tag{10}$$

Отметим, что аналоги средней аномалии $l_j, j=1,2$ зависят от законов изменения масс трех тел. Из выражения $\vec{r}_{12}=\vec{r}_2-\vec{r}_1$ следует:

$$r_{12}^2=r_2^2-2\vec{r}_1\vec{r}_2+r_1^2=r_2^2-2r_1r_2\cos\psi+r_1^2=\Delta^2\,, \tag{11}$$

где ψ – угол между двумя радиус-векторами. Обозначим

$$\Delta_0^2=r_1^2+r_2^2-2r_1r_2\cos\left(u_1-u_2\right), \tag{12}$$

$$\tilde{\Psi}=\cos\psi-\cos\left(u_1-u_2\right), \tag{13}$$

где $u_1=\omega_1+\theta_1$ и $u_2=\omega_2+\theta_2$ – истинные долготы внутренних и внешней планет, соответственно. Тогда из (11), учитывая обозначения (12) – (13), получим:

$$\Delta^2=\Delta_0^2+\left(-2r_1r_2\tilde{\Psi}\right)=\Delta_0^2\left[1-\frac{2r_1r_2}{\Delta_0^2}\tilde{\Psi}\right]. \tag{14}$$

Из равенства (14) следует:

$$\frac{1}{\Delta}=\frac{1}{\Delta_0}\cdot\left(1\Big/\sqrt{1-\frac{2r_1r_2}{\Delta_0^2}\tilde{\Psi}}\right),\quad \frac{2r_1r_2}{\Delta_0^2}\tilde{\Psi}\ll 1. \tag{15}$$

Разлагая в ряд правую часть (15) можно написать:

$$\frac{1}{\Delta}=\frac{1}{\Delta_0}+r_1r_2\tilde{\Psi}\frac{1}{\Delta_0^3}+\frac{3}{2}\left(r_1r_2\tilde{\Psi}\right)^2\frac{1}{\Delta_0^5}+\frac{5}{2}\left(r_1r_2\tilde{\Psi}\right)^3\frac{1}{\Delta_0^7}+\ldots=\sum_{i=0}^{\infty}\frac{(2i)!}{(i!)^2}\cdot\left(\frac{1}{2}r_1r_2\tilde{\Psi}\right)^i\frac{1}{\Delta_0^{2i+1}}. \tag{16}$$

$$\frac{1}{\Delta_0^{2i+1}}=\frac{1}{2}\sum_{j=-\infty}^{\infty}\left[\sum_{l=0}^{\infty}\frac{1}{l!}\sum_{k=0}^{l}\binom{l}{k}\varepsilon_1^{\,k}\varepsilon_2^{\,l-k}A_{i,j,k,l-k}\right]\cos j\left(u_1-u_2\right). \tag{17}$$

Окончательно имеем

$$\begin{aligned}U_{1zl}&=\sum_{i=0}^{\infty}\frac{(2i)!}{(i!)^2}\cdot\left(\frac{\gamma_1\gamma_2}{2}\left(\frac{\rho_1}{a_1}\right)\left(\frac{\rho_2}{a_2}\right)\tilde{\Psi}\right)^i\frac{\left(\gamma_1a_1\right)^i\left(\gamma_2a_2\right)^{i+1}}{2}\times\\&\times\sum_{j=-\infty}^{\infty}\left[\sum_{l=0}^{\infty}\frac{1}{l!}\sum_{k=0}^{l}\binom{l}{k}\varepsilon_{1k}\varepsilon_{2l-k}A_{i,j,k,l-k}\right]\cos j\left(u_1-u_2\right)\end{aligned} \tag{18}$$

4. Заключение. В результате, используя полученные разложения, усредняя по среднем аномалиями, из уравнения возмущенного движения в форме Лагранжа [3] получим систему из восьми уравнений, описывающих вековые возмущения. Эти эволюционные уравнения далее исследуется численным методами.

Литература

1. http://exoplanet.eu; http://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu
2. Omarov T.B. (Editor). Non-stationary dynamical problems in astronomy. New York: Nova Science Publ. Inc. 2002. 260 pp.
3. Минглибаев М.Дж. Динамика гравитирующих тел с переменными массами и размерами. Поступательное и поступательно-вращательное движение. LAP LAMBERT Academic Publishing, Германия. 229 с. 2012.
4. Черепащук А.М. Тесные двойные звезды. Часть II.-М.: Физматлит. С.572. 2013.
5. Minglibayev M.Zh., Mayemerova G.M. Investigation of the evolution equations of the three-body problem with variable masses //Applied Mathematical Sciences. 2013. V. 7. No. 89. P. 4439–4454. 2013.
6. Минглибаев М.Дж., Маемерова М.Г. Эволюция ориентации орбитальных плоскостей двухпротопланетной задачи трех тел с переменными массами // Астрон. Ж. Т. 91. № 9. С.762–772. 2014.
7. Veras D., Hadjidemetriou J.D., Tout C.A. An exoplanet's response to anisotropic stellar mass loss during birth and death // Monthly Notices. Roy. Astron. Soc. V. 435. P. 2416–2430. 2013.
8. Veras D. Post-main-sequence planetary system evolution // Royal Society Open Science. V. 350. P. 1571. 2016.
9. Minglibayev M.Zh. Prokopenya A.N., Mayemerova G.M., Imanova Zh.U. Three-body problem with variable masses that change anisotropically at different rates // Mathematics in Computer Science, V. 23 (3). P.507–525. 2017.
10. М.Дж. Минглибаев, Г.М. Маемерова, С.А. Шомшекова. Дифферециальные уравнения относительного движения нестационарных экзопланетных систем // Вестник Казахского Национального Педагогического Университета им. Абая. Серия «Физико-математические науки». Т. 57. № 1. С.147–152. 2017.
11. Minglibayev M.Zh., Shomshekova S.A. Analytical expressions of the perturbing functions in two-planetary three-body problem with masses varying non-isotropically when available for reactive forces. // Известия НАН РК № 3. С. 48–58. 2018.
12. Прокопеня А.Н. Решение физических задач с использованием системы Mathematica // Брест: Издательство БГТУ. 260 с. 2005.

УДК 524.7, 524.5 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.054

СТРУКТУРА МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ВО ВНЕШНИХ КОЛЬЦАХ ГАЛАКТИК И ИХ ВЗАИМОСВЯЗЬ СО СВОЙСТВАМИ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

Михайлов Е.А.
МГУ имени М.В.Ломоносова, г. Москва, Россия
ea.mikhajlov@physics.msu.ru

STRUCTURE OF MAGNETIC FIELDS ON OUTER RINGS OF GALAXIES AND THEIR CONNECTION WITH PROPERTIES OF THE INTERSTELLAR MEDIUM

Mikhailov E.A.
MSU, Moscow, Russia

The possibility of the magnetic field generation in the outer rings of galaxies is studied. Their evolution is described by the torus dynamo model. For this approximation, we can have both quadrupolar and dipolar field, if the turbulent motions of the ISM are quite intensive. We have shown that, for the nonlinear case, the dipole magnetic field can be generated even for mainly quadrupolar initial conditions.

Наличие магнитных полей в целом ряде спиральных галактик в настоящее время хорошо известно и практически не вызывает сомнений. С наблюдательной точки зрения их существование подтверждается измерениями фарадеевского вращения на современных радиотелескопах, таких как LOFAR, VLA и др. [1] С теоретической точки зрения генерация магнитных полей описывается при помощи механизма галактического динамо. Если говорить о крупномасштабном динамо, характеризующем эволюцию регулярных магнитных полей, то оно связано с совместным действием двух эффектов: дифференциального вращения и альфа-эффекта (характеризующего закрученность турбулентных движений межзвездной среды), которые при одновременном действии должны приводить к экспоненциальному росту магнитного поля. Как правило, генерация магнитных полей в галактиках изучается с помощью так называемого планарного приближения, предполагающего галактический диск достаточно тонким [2]. В таком случае можно считать отношение размеров в вертикальном направлении к радиусу галактики малым и заменить некоторые частные производные на алгебраические выражения. Стоит отметить, что планарное приближение описывает генерацию магнитных полей квадрупольной симметрии.

Большое количество галактик обладает так называемыми внешними кольцами, которые расположены на определенном расстоянии от центра галактики. В них также присутствуют турбулентные движения и дифференциальное вращение, поэтому можно предположить возможность генерации

магнитных полей в данных объектах [3]. Конечно, генерация магнитных полей возможна и с помощью аналога планарного приближения. Тем не менее, стоит отметить, что характерным масштабом в радиальном направлении в данном случае является не радиус галактики (или внешнего кольца), а его ширина, которую уже нельзя считать большой величиной по сравнению с его толщиной. В связи с этим необходимо использование модели, учитывающей вертикальную структуру магнитного поля. Кроме того, важно понимать, что в зависимости от параметров межзвездной среды возможна генерация магнитных полей как квадрупольной, так и дипольной симметрии. В данной работе рассмотрена модель магнитного поля в торе, которая была развита ранее [4] и намного более адекватно описывает то, что происходит во внешних кольцах. Особую роль, как оказалось, играют нелинейные эффекты, позволяющие произвести «переключение» между полями различной симметрии

Рассмотрим внешнее кольцо в форме тора, который имеет большой и малый радиусы R и a. Также будем считать, что в нем присутствует турбулентная диффузия, характеризуемая коэффициентом η.

Возьмем магнитное поле, описываемое с помощью следующей модели:

$$\mathbf{B} = B\mathbf{e}_\varphi + \mathbf{rot}\left(A\mathbf{e}_\varphi\right),$$

где B – тороидальная компонента магнитного поля, A – тороидальная компонента векторного потенциала. Если использовать безразмерные переменные, в рамках которых время измеряется в a^2/η, а расстояния – в R, то генерация магнитного поля будет описываться с помощью следующей модели:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = R_\alpha zB + \lambda^2 \Delta A;$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = R_\omega \frac{\partial A}{\partial z} + \lambda^2 \Delta B;$$

где R_α характеризует альфа-эффект, а R_ω – дифференциальное вращение, $\lambda = \frac{a}{R}$ – соотношение между малым и большим радиусом внешнего кольца галактики.

Генерация магнитного поля не может продолжаться бесконечно и ограничена так называемым значением поля равнораспределения $B_{\max}$ [1]. Насыщение роста магнитного поля в простейшем случае может быть описано с помощью следующей модификации уравнений (будем полагать, что магнитное поле измеряется в единицах равнораспределения):

$$\frac{\partial A}{\partial t} = R_\alpha zB\left(1 - B^2\right) + \lambda^2 \Delta A;$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = R_\omega \frac{\partial A}{\partial z} + \lambda^2 \Delta B.$$

Задача решается в области:

$$\rho = \sqrt{(r-R)^2 + z^2} < \lambda$$

с граничными условиями:

$$B|_{\rho=\lambda} = 0;\ \frac{\partial A}{\partial \rho}|_{\rho=\lambda} = 0.$$

Ранее было показано, что генерация магнитного поля принципиально описывается с помощью числа $D = R_\alpha R_\omega$. Можно показать, что

$$D = \left(\frac{3\Omega a}{v}\right)^2;$$

где Ω – угловая скорость вращения галактики, v – скорость турбулентных движений.

Магнитное поле квадрупольной симметрии ($B(z) = B(-z)$) генерируется при $D > 42$. Генерация дипольного магнитного поля ($B(z) = -B(-z)$) возможна при $D > 1190$. Таким образом, при интенсивных движениях межзвездной среды возможно возникновение дипольных структур магнитного поля [4].

Отдельный вопрос связан с начальными условиями. В линейном случае возникновение дипольных структур магнитного поля возможно только при полностью дипольном начальном магнитном поле. Тем не менее, в нелинейном случае энергия может переходить от одной моды к другой. Ввиду этого мы рассмотрели несколько начальных условий с разным соотношением дипольной и квадрупольной составляющих магнитного поля. Оно характеризуется с помощью меры:

$$P = \frac{E(Q) - E(P)}{E(Q) + E(P)},$$

где $E(Q)$ – энергия дипольной составляющей магнитного поля, $E(P)$ – энергия квадрупольного магнитного поля. На Рис. 1–2 показана эволюция тороидального магнитного поля для различной симметрии начальных условий и меры P при $D=1200$.

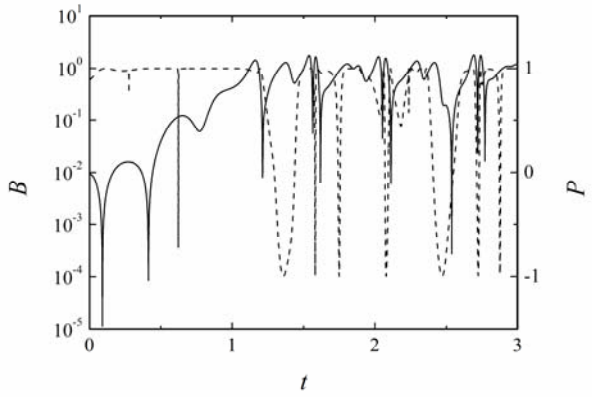


Рис. 1. Эволюция магнитного поля и меры симметрии при преимущественно квадрупольных начальных условиях

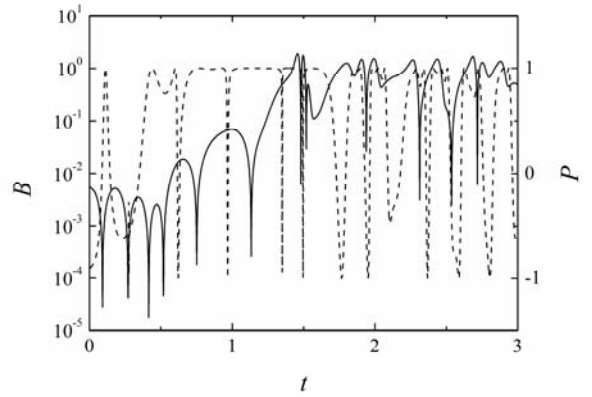


Рис. 2. Эволюция магнитного поля и меры симметрии при преимущественно дипольных начальных условиях

Таким образом, был исследован процесс генерации магнитного поля во внешних кольцах галактик. Показано, что в нелинейном случае возможна генерация дипольного магнитного поля даже для преимущественно квадрупольного начального поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 18-32-00124).

Литература

1. Arshakian T., Beck R., Krause M., Sokoloff D. Evolution of magnetic fields in galaxies and future obserational tests with the Square Kilometre Array // Astron. and Astrophys. V. 494. P. 21–32. 2009.
2. Moss D. On the generation of bisymmetric magnetic field structures in spiral galaxies by tidal interactions // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 275. P. 191–194. 1995.
3. Moss D., Mikhailov E., Silchenko O. et al. Magnetic fields in ring galaxies // Astron. and Astrophys. V.592. Article id. A44. 2016.
4. Михайлов Е.А. Динамо в торе для описания магнитных полей во внешних кольцах галактик // Астрон. Ж. Т.94. С. 741–748. 2017.

УДК 524.6 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.055

ОСОБЕННОСТИ ХИМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ В ГАЛАКТИЧЕСКОМ ДИСКЕ

Мишуров Ю.Н., Ткаченко Р.В.
Южный Федеральный Университет, г. Ростов-на-Дону, Россия
unmishurov@sfedu.ru

FEATURES OF CHEMICAL EVOLUTION IN THE GALACTIC DISC

Mishurov Yu.N., Tkachenko R.V.
SFEDU, Rostov-on-Don, Russia

The binned oxygen distribution, derived using new Cepheid observations, demonstrates wriggling radial pattern with different gradients in various ranges of the Galactic radius, in particular, a plateau distribution within 7 <r < 9 kpc and local dips associated with the infall of intergalactic low-abundant gas. Explanation of the above features is the goal of this study. Our modelling of oxygen synthesis in the Galactic disc is based on the refined theory that takes into account the combined effect of corotation resonance, turbulent diffusion, and local streams (from satellite galaxies) on the disc enrichment.

Новые наиболее более точные и обширные данные о содержании кислорода в звездах-цефеидах поставили перед исследователями проблему объяснения важных особенностей в радиальном распределении кислорода в Галактике. Эти звезды привлекают внимание по ряду причин. Будучи яркими, они видны на больших расстояниях, сравнимых с размером галактического радиуса. При этом расстояния до них измеряются с хорошей точностью. Кроме того, благодаря яркости удается получить надежные спектры звезд и найти относительное содержание кислорода в них. Наконец, вследствие их молодости, цефеиды дают обилие кислорода практически в той точке, где они родились, что очень важно для численного моделирования количества кислорода, так как теория оперирует с его обилием в межзвездной среде.

Кислород выбран потому, что он производится в основном одним источником – сверхновыми второго типа, которые являются очень молодыми объектами, родившимися в спиральных рукавах и не успевших уйти от места, где они были рождены. Последнее чрезвычайно важно, так как наша цель – исследовать влияние спиральных рукавов на синтез кислорода в диске галактики.

Последние данные показали, что распределение кислорода по галактическому радиусу не описывается постоянным отрицательным градиентом по всему галактическому диску, как это моделировалось рядом предыдущих исследователей. Оказалось, что его распределение во внутренней части галактики является убывающим, а вблизи Солнца оно оказывается примерно постоянным. За Солнцем распределение кислорода в среднем описывается

опять спадающей с ростом галактического радиуса функцией. Кроме того, имеются и локальные особенности, приводящие к пониженному содержанию кислорода.

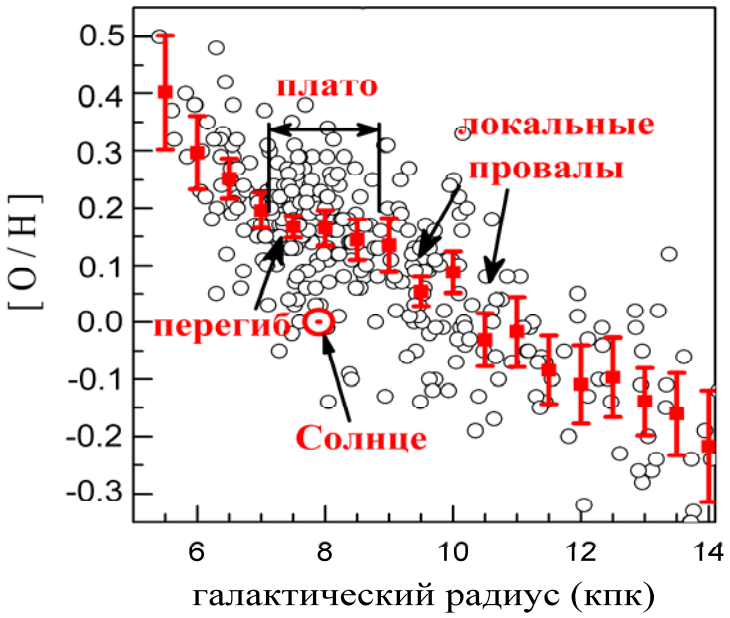


Рис. 1. Наблюдаемое среднее содержание кислорода вдоль галактического радиуса (красные квадраты) и содержание кислорода в цефеидах (круги).

Для объяснения указанных особенностей в предлагаемой работе развита теория, согласно которой смена спадающего с расстоянием содержания кислорода на распределение в виде плоского плато связывается с влиянием на обогащение галактики кислородом так называемого коротационного резонанса, который располагается вблизи Солнца [1]. Локальные особенности (провалы) в распределении кислорода отождествляются с эпизодическим выпадением газа с низким содержанием кислорода на галактический диск (в последние 100 млн. лет) в виде потоков от галактик-спутников (Магеллановых Облаков) [2].

В работе развит численный метод решения сформулированной задачи, реализованный в виде компьютерного кода. Для сравнения теоретических распределений с наблюдаемым разработан статистический метод, позволяющий определять свободные параметры теории, оценить средний выход кислорода за одну вспышку сверхновой второго типа и средние массы выпадающего газа с низким содержанием кислорода.

Литература

1. Mishurov Yu.N., Tkachenko R.V. On the radial oxygen distribution in the Galactic disc // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 473. P. 3700–3709. 2018.
2. Mishurov Yu.N., Tkachenko R.V. On the radial oxygen distribution in the Galactic disc – II. Effects of local streams // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 476. P. 5377–5381. 2018.

УДК 524.6 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.056

К ТЕОРИИ ФАЗОВОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ И БУРНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ЛИНДЕН-БЕЛЛА

Нуритдинов С.Н, Муминов А.А.
Национальный Университет Узбекистана, г.Ташкент, Узбекистан
nur200848@mail.ru
maa201609@gmail.com

TOWARDS THE THEORY OF PHASE MIXING AND LYNDEN-BELL VIOLENT RELAXATION

Nuritdinov S.N., Muminov A.A.
National University of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan

We study strongly non-stationary stochastic processes that take place in the early stage of the evolution of self-gravitating systems by modelling violent compulsive phase mixing in multiplition of random matrices. We investigate behavior of a selected phase volume under the action of different types of random pushes which have, for example, rotational or deforming character. We compared the results of our study to numerical experiments on Lynden-Bell's violent relaxation.

Как известно, на начальной нестационарной стадии эволюции бесстолкновительной самогравитирующей системы всегда имеет место фазовое перемешивание, которое стремится приблизить систему к состоянию, квазистационарному в регулярном поле (см., например, [1,2] и ссылки там). Статистическая механика наиболее сильного нестационарного случая впервые изучена Линден-Беллом [3], который назвал соответствующий физический процесс «бурной релаксацией». Он предположил, что последняя способна эффективно стирать все следы начальных условий и может приводить к определенному равновесному состоянию. Так, в [3] была предсказано конечное крупнозернистое распределение скоростей, совпавшее с законом Ферми–Дирака. После этой работы был большой наплыв публикаций [1] с целью проверки результатов Линден-Белла и его предсказаний путем численно-экспериментальных методов. Выяснилось, что предсказание об указанном конечном состоянии может иметь место лишь при предельно нестационарных начальных условиях и притом только в рамках одномерного рассмотрения явления перемешивания. Отметим, что классификация видов фазового перемешивания в зависимости от степени нестационарности системы была впервые предложена в [2,4]. Ниже рассматривается только принудительное перемешивание согласно [2,4], которое включает в себя в виде частного случая и бурную релаксацию Линден-Белла.

При принудительном фазовом перемешивании и тем более в случае его предельного типа в виде бурной релаксации любой малый фазовый объем

системы не может эволюционировать самостоятельно, а почти полностью подчиняется общему гравитационному полю, причем последнее в произвольной точке фазового пространства может меняться со временем стохастически. В результате, очевидно, происходит непрерывное изменение формы фазового объема, которое также имеет случайный характер. Можно заметить, что фазовый объем подвергается серии случайных толчков различной интенсивности, играющих, например, вращательную или деформирующую роль. Поэтому статистический подход может быть применен для описания и изучения фазовой эволюции явно нестационарной бесстолкновительной системы.

В рамках нашей работы мы хотим выявить статистический эффект от последовательности воздействий – случайных толчков на выделенный произвольный фазовый объем. Механизм данного процесса можно моделировать следующим образом. Пусть воздействие на элемент фазы в момент времени **t** описывается матрицей $\mathbf{M_n}$, где $n = t/\tau$, $\boldsymbol{\tau}$ – средний интервал времени, в пределах которого два последовательных толчка можно считать случайными. Тогда степень растяжения фазового элемента в момент времени **t** характеризуется собственными значениями матрицы

$$R_n = M_n M_{n-1} \dots M_1,$$

где $\mathbf{M_i}$ – случайные матрицы. Действительно, если в начальном состоянии имеется сфера

$$\vec{q}^2 = 1, \qquad \vec{q} = \vec{q}(x, y, z, v_x, v_y, v_z) \tag{1}$$

то после первого толчка мы имеем $\vec{q_1} = M_1 \vec{q}$. Подставляя $\vec{q} = M_1^{-1} \vec{q}_1$ в (1), получим:

$$\vec{q}_1 \left(M_1 M_1^T\right)^{-1} \vec{q}_1 = 1,$$

где символ **T** означает транспонирование матрицы. Так как это – уравнение эллипсоида, его полуоси определяются собственными значениями матрицы $\mathbf{M_1}$. Далее, $\vec{q_2} = M_2 \vec{q}_1$ и т.д. Чтобы выявить статистический эффект асимптотического поведения произведения случайной матрицы $\mathbf{R_n}$, требуется провести численные расчеты, используя генератор случайных чисел, лежащих в интервале (0,1). Отметим, что изложенный выше способ исследования стохастического фазового объема впервые предложен С. Нуритдиновым в работе [4]. Пусть $\mathbf{M_i} = \mathbf{A(k_1,k_2)}$ с вероятностью **p** и $\mathbf{M_i} = \mathbf{B(\alpha)}$ с вероятностью **1-p**, где $\mathbf{A(k_1,k_2)}$ – матрица деформации, а $\mathbf{B(\alpha)}$ – матрица вращения ($\boldsymbol{\alpha}$ – угол со случайным распределением в интервале $[0,2\pi]$, $\mathbf{k_1}$ – параметр растяжения и сжатия по основным осям, $\mathbf{k_2}$ – коэффициент деформации, которые могут принимать также случайные значения). Очевидно, $\mathbf{AB \neq BA}$ и удобно счи-

тать **detA = detB = 1**. Нами изучен статистический эффект для различных конкретных матриц **A** и **B**. Например,

$$A(k_1,k_2)=\begin{pmatrix} k_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & k_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k_1^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & k_2^{-1} \end{pmatrix}, \quad B(\alpha)=\begin{pmatrix} cos\alpha & 0 & 0 & -sin\alpha \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ sin\alpha & 0 & 0 & cos\alpha \end{pmatrix}$$

$$A(k_1,k_2)=\begin{pmatrix} k_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & k_2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{k_1k_2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{k_1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{k_2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & k_1k_2 \end{pmatrix}, \quad B(\alpha)=\begin{pmatrix} cos\alpha & 0 & 0 & -sin\alpha & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ sin\alpha & 0 & 0 & cos\alpha & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Обозначим собственные значения матрицы $\mathbf{M_n}$ через λ_{ni} (i = 1,2…) и пусть $\lambda_{n1} > \lambda_{n2} > \ldots > \lambda_{n\mu}$, где **μ** – размерность фазового пространства (для плоских в обычном физическом пространстве **μ**=4, а для сферических систем **μ**=6). Тогда значения

$$\eta_{nt} = \frac{1}{n} ln\left(\frac{\lambda_{nt}}{\lambda_{nt+1}}\right)$$

определяют скорость растяжения фазового объема во времени. Для определения статистических характеристик процесса нам нужно многократно повторять расчет η_{ni} и усреднять по количеству реализаций **m**, следовательно, мы сможем вычислить η_{ni} и его дисперсию $\sigma_i(n)$

$$\sigma_t(\eta,n) = \left[\frac{\sum_{t=1}^{m}\eta_{nt}^2}{m} - \left(\frac{\sum_{t=1}^{m}\eta_{nt}}{m}\right)^2\right]^{1/2}$$

усредняя по **m** для каждого **n** отдельно для случаев **μ** = 4 и 6.

Используя вышеприведенный метод, мы исследовали поведение пробного фазового объема, изменяя количество определенного типа воздействия, а также изучили его зависимость от размерности фазового пространства. Во всех рассмотренных нами случаях обнаружено статистическое вытягивание объема в фазовом пространстве и стремление его к нитеобразной структуре. Конечный результат при всех значениях **p** один и тот же, но рост количества определенного типа воздействия влияет только на скорость эволюции. Предел значений **n** в зависимости от вероятности типа воздействий изменяется в пределах $100 \le \mathbf{n} \le 1000$ в 4-мерном и $60 \le \mathbf{n} \le 600$ в шестимерном случае, т.е. эти пределы для данного вида случайных матриц указывают на конкретные характерные времена явления фазового перемешивания. Так как мы

имеем дело со стохастическим процессом, мы также провели проверку центральной предельной теоремы теории вероятностей [5]. Наши расчеты показывают, что дисперсия произведений $\mathbf{R = M_1 M_2 \ldots M_n}$ независимых положительных случайных матриц $\mathbf{M_i}$, i **= 1, 2,…, n**, при больших **n** подчинятся закону $\sigma_i(\eta, n) \sim n^{-1/2}$.

Таким образом, конечные результаты, полученные на основе численных экспериментов для двух типов геометрии, повторяют друг друга, т.е. с увеличением число воздействий на выделенный фазовый объем первоначальная эллипсоидальная форма превращается постепенно в нитеобразную структуру. Необходимое время для эволюции такой структуры зависит от размерности фазового пространства.

Литература

1. Binney J., Tremaine S., Galactic Dynamics: Second Edition // ISBN 978-0-691-13026-2 (HB). Published by Princeton University Press, USA. P. 383. 2008.
2. Antonov V.A., Nuritdinov S.N., Osipkov L.P. On the classification of phase mixing in collisionless stellar systems //Astron. Astroph. Transactions. V. 7. №2–3. P. 177–180. 1995.
3. Lynden-Bell D. Statistical mechanics of violent relaxation in stellar systems // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 36. P. 101–121. 1967.
4. Nuritdinov S. N. Instability, chaos and predictability in celestial mechanics and stellar dynamics //Proceedings of the IAU Colloquium No. 132. P. 39–43, 1993.
5. Тутубалин В.Н. Теория вероятностей и случайных процессов // ISBN 5-211-02264-5. Изд-во МГУ, Москва. С. 98–110. 1992

УДК 524.7 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.057

ХИМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ КАРЛИКОВОЙ ГАЛАКТИКИ УЛЬТРАНИЗКОЙ СВЕТИМОСТИ BOÖTES I

Пахомов[1] Ю.В., Машонкина[1] Л.И., Ситнова[1] Т.М., Яблонка[2] П.
[1]ИНАСАН, г. Москва, Россия
[2]EPFL, Обсерватория Соверни, Швейцария
pakhomov@inasan.ru

CHEMICAL EVOLUTION OF THE ULTRAFAINT DWARF GALAXY BOÖTES I

Pakhomov[1] Yu.V., Mashonkina[1] L.I., Sitnova[1] T.M., Jablonka[2,3] P.
[1]INASAN, Moscow, Russia
[2]EPFL, Observatoire de Sauverny, Switzerland

High-resolution (R=40,000) and high signal-to-noise ratio (10–30) spectra of five stars in the Boötes I UFD galaxy are obtained from the archive of the 8-m Subaru telescope. Stellar atmosphere parameters and non-LTE abundances of six chemical elements are determined: Na, Mg, Ca, Ti, Fe, Ba, as well as LTE abundances of Ni. In the −3 < [Fe/H] <−2 metallicity range, a slope of the [λ/Fe]−[Fe/H] trend was found, suggesting the onset of iron production in Type Ia supernovae.

Boötes I – карликовая галактика с ультранизкой светимостью ($M_V \approx -5.8^m$), один из спутников нашей Галактики, открыта в 2006 году [1]. Она расположена на расстоянии около 60 кпк и имеет радиус около 200 пк.

Металличность [Fe/H] звезд галактики Boötes I находится в диапазоне от −3.5 до −1.8 [2]. В нашей предыдущей работе [3] однородным образом было определено содержание различных элементов, и в том числе элементов α-процесса, у восьми звезд этой галактики и показано, что 3 звезды с [Fe/H] <−2.5 имеют избыток [α/Fe] ~ 0.3, типичный для звезд, сформировавшихся в эпоху доминирования SNe II, а 4 звезды с [Fe/H]~ −2 показывают тенденцию к уменьшению [α/Fe] до солнечного значения, что может служить индикатором начала производства железа в SNe Ia. Для подтверждения этой гипотезы необходима бóльшая выборка звезд в диапазоне −2.5 < [Fe/H] <−2 и применение однородных методов обработки наблюдений, определения параметров звездных атмосфер и содержания химических элементов.

Три звезды галактики Boötes I (009, 094 и 117) в диапазоне металличностей −3<[Fe/H]<−2 были выбраны из работы [5] в дополнение к двум ранее исследованным нами звездам (121, 911) из работ [3, 6], для которых в данной статье были получены новые результаты по содержаниям химических элементов на основе новых спектров и ранее определенных параметров. Все звезды являются красными гигантами.

Спектры звезд в диапазоне от 3974 Å до 6814 Å были получены на эшелле-спектрографе HDS (разрешающая сила R=40 000), установленном на 8-м телескопе Subaru (Япония) и взяты нами из архива данных Националь-

ной Астрономической Обсерватории Японии (Proposal ID o09120, o10117). Список звезд представлен в таблице 1. Обработка спектров выполнялась в программе MIDAS в стандартном пакете echelle. Типичное отношение сигнала к шуму *S/N* составило около 25 по центру кадра. Лучевые скорости были оценены по неблендированным линиям в программе BinMag[1]. Сравнительный анализ измеренных эквивалентных ширин с данными из работы [4] не выявил систематических отличий.

Таблица 1. Список исследуемых звезд галактики Boötes I, их характеристики и параметры звездных атмосфер

Звезда	Прямое восхождение	Склонение	m_V	$T_{\text{ЭФФ}}$	lg g	$V_{\text{микро}}$	Лучевая скорость
	(J2000.0)			K		км/с	км/с
009	**13:59:48.81**	**+14:19:42.9**	**17.48**	**4500±70**	**1.22±0.10**	**2.0±0.2**	**104.9±0.8**
094	**14:00:31.50**	**+14:34:03.6**	**17.04**	**4570±70**	**1.01±0.10**	**2.2±0.2**	**95.0±0.8**
117	**14:00:10.49**	**+14:31:45.5**	**17.79**	**4700±70**	**1.40±0.10**	**2.3±0.2**	**100.3±0.8**
121	**14:00:36.52**	**+14:39:27.3**	**17.47**	**4490±70**	**1.21±0.10**	**2.0±0.2**	**105.7±0.8**
911	**14:00:01.07**	**+14:36:51.5**	**17.52**	**4500±70**	**1.24±0.10**	**2.0±0.2**	**102.3±0.8**

Эффективные температуры $T_{\text{ЭФФ}}$ звезд определены методом калибровки по фотометрическим индексам *B–V*, *V–R*, *V–I*, *V–J*, *V–H*, *V–K*, полученным по данным каталогов SDSS (через трансформацию звездных величин *ugriz*) и 2MASS; ускорение силы тяжести lg *g* – по стандартному соотношению между этой величиной, массой (предполагаем M=0.8M_{Sun}, что справедливо для гигантов большого возраста), температурой и светимостью (известны модуль расстояния $|M–m|$=18.9$^{\text{m}}$ и покраснение $E(B-V)$=0.02 из [1]); микротурбулентная скорость – по эмпирической формуле из работы [3]. Эти параметры приведены в таблице 1. Содержание химических элементов было определено методом моделей звездных атмосфер с помощью программы WIDTH9 по измеренным эквивалентным ширинам (Ca I, Ti I, Ti II, Fe I, Fe II) и с помощью программы SynthV по аппроксимации профилей спектральных линий (Na I, Mg I, Ba II). Для Na I, Mg I, Ca I, Ti I, Ti II, Fe I и Ba II учтены неЛТР эффекты, вычисленные с помощью программы DETAIL. Ошибки в содержании оценены с учетом ошибок измерения эквивалентных ширин и ошибок аппроксимации линий. На Рис. 1 показаны тренды относительных содержаний химических элементов в атмосферах исследуемых звезд от их металличности. На рисунке представлены данные для классических сфероидальных галактик и галактик ультранизкой светимости, а также показаны средние значения для звезд гало нашей Галактики.

[1]http://www.astro.uu.se/~oleg/binmag.html

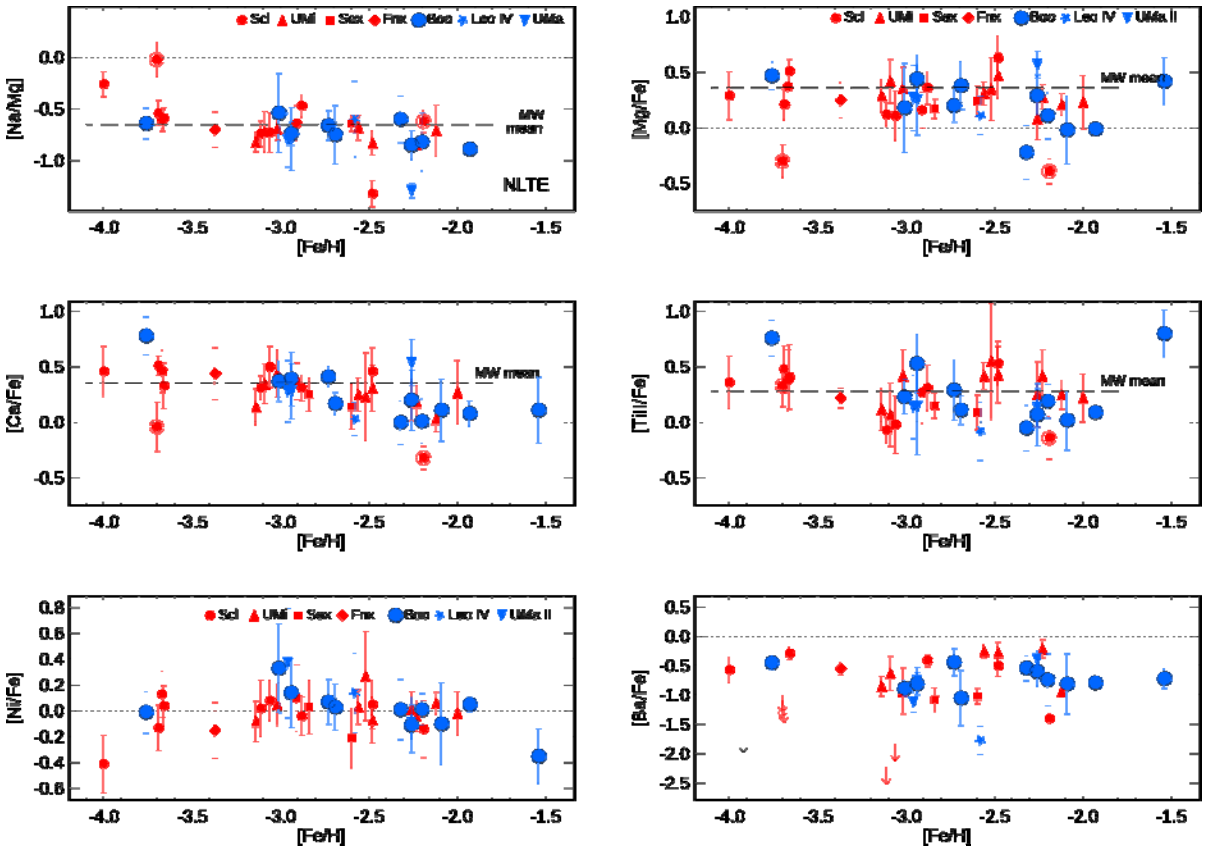


Рис. 1: Тренды относительных содержаний химических элементов от металличности [Fe/H], построенные для гигантов различных классических сфероидальных галактик (красный цвет) и галактик ультранизкой светимости (синий цвет). Прерывистой чертой показано значение для звезд гало нашей Галактики.

Итак, используя однородный наблюдательный спектральный материал и применяя одни методы его обработки и определения параметров звездных атмосфер, мы получаем результат высокой степени однородности.

Интересующие нас элементы α-процесса представлены магнием, кальцием и титаном. Из рис. 1 видно, что, действительно, при [Fe/H]<−3 для различных α-элементов [α/Fe] близко к значениям для звезд нашей Галактики, а при увеличении металличности до [Fe/H] = −2 содержание [α/Fe] понижается до солнечного значения. По сравнению с более массивными карликовыми сфероидальными галактиками Boötes I показывает похожую картину. С другими галактиками ультранизкой светимости сравнивать трудно из-за малой статистики. В нашей Галактике этот переход содержания [α/Fe] к современному значению расположен около значения [Fe/H] = −1 и обычно интерпретируется как начало производства железа в сверхновых типа Ia.

Таким образом, надежно подтверждено наличие в галактике Boötes I градиента [α/Fe] в диапазоне −3<[Fe/H]<− 2, что свидетельствует о появлении сверхновых типа Ia в столь малой звездной системе как галактика Boötes I.

Литература

1. Belokurov V., Zucker D.B., Evans N.W. et al. A faint new Milky Way satellite in Bootes // Astrophys. J. V. 647. P. L111–L114. 2006..
2. Norris J.E., Wyse R.F.G., Gilmore G. et al. Chemical enrichment in the faintest galaxies: The carbon and iron abundance spreads in the Boötes I dwarf spheroidal galaxy and the Segue 1 System // Astrophys. J. V. 723. P. 1632–1650. 2010.
3. Mashonkina L., Jablonka P., Sitnova T. et al. The formation of the MW halo and its satellites; a NLTE-1D abundance analysis. II. // Astron. and Astrophys. V.608. Article id. A89. 2017.
4. Gilmore G., Norris J.E., Monaco L. et al. Elemental abundances and their implications for the chemical enrichment of the Boötes I ultrafaint galaxy // Astrophys. J.V. 763. P. 61. 2013..
5. Ishigaki M.N., Aoki W., Arimoto N., Okamoto S. Chemical compositions of six metal-poor stars in the ultra-faint dwarf spheroidal galaxy Boötes I // Astron. and Astrophys. V. 562. Article id. A146. 2014.
6. Mashonkina L., Jablonka P., Pakhomov Y. et al. The formation of the Milky Way halo and its dwarf satellites; a NLTE-1D abundance analysis. I. Homogeneous set of atmospheric parameters // Astron. and Astrophys. V. 604. Article id. A129. 2017.

УДК 521.1 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.058

ПОДКОВООБРАЗНЫЕ ТРАЕКТОРИИ МАЛЫХ ТЕЛ В СИСТЕМАХ «ЗВЕЗДА–ПЛАНЕТА»

Перов Н.И.
Культурно-просветительский центр имени В.В. Терешковой, Ярославль, Россия
perov@yarplaneta.ru

HORSESHOE TRAJECTORIES OF SMALL BODIES IN THE SYSTEMS OF "A STAR AND A PLANET"

Perov N.I.
V.V. Tereshkova Culture and Education Center, Yaroslavl, Russia

In the frame of the restricted circular three-body problem, stable trajectories of bodies with negligible mass are localized in the "a star and a planet" system. The found orbits of these small bodies are periodic. It is derived For the "a star – a planet – a body with negligible mass" system, horseshoe trajectories of small bodies are found to exist, with initial orbital radii equal to the semi-major axis of the planet orbit, provided that the ratio of the star's mass (m_1) to that of the planet (m_2) is $m_1/m_2>700$.

В работах [1, 2] рассмотрены модели движения пылевых частиц около планет Солнечной системы в рамках парной задачи двух тел и ограниченной круговой плоской задачи трех тел «Солнце–планета–малое тело с ничтожно малой массой». В работе [1], с использованием методов численного интегрирования, установлены семейства замкнутых траекторий неоткрытых малых тел вблизи планет–гигантов.

В настоящей работе, в рамках ограниченной круговой задачи трех тел «звезда–планета–тело с ничтожно малой массой», ставится задача локализовать в пространстве–времени соответствующие кольцевые структуры, найти области упорядоченных «хореографических» движений пылевых частиц и установить необходимые и достаточные условия существования подковообразных орбит малых тел вблизи орбит планет и экзопланет.

Для исследования движения пылевой частицы в системе «звезда–планета–тело с малой массой» воспользуемся дифференциальными уравнениями ограниченной плоской круговой задачи трех тел [2]:

$$(d^2x/dt^2)=-Gm_1(x-x_1)/((x-x_1)^2+y^2)^{3/2}-Gm_2(x-x_2)/((x-x_2)^2+y^2)^{3/2}+2(dy/dt)\cdot\omega+\omega^2x, \quad (1)$$

$$(d^2y/dt^2) =-Gm_1y/((x-x_1)^2+y^2)^{3/2}-Gm_2y/((x-x_2)^2+y^2)^{3/2}-2(dx/dt)\cdot\omega+\omega^2y. \quad (2)$$

Здесь m_1 – масса звезды, m_2 – масса планеты, $x_1=-m_2/(m_1+m_2)$ и $x_2=m_1/(m_1+m_2)$ – положения звезды и планеты в равномерно вращающейся с угловой скоростью ω системе координат с началом в центре масс этих тел, соответственно ($y_1=y_2=0$), x и y – координаты малого тела (частицы) в той же системе отсчета, G – гравитационная постоянная. $\omega = (G(m_1+m_2)/a^3)^{1/2}$ – угловая скорость

планеты, a – большая полуось орбиты планеты. В дальнейшем используется следующая система единиц. За единицу длины примем a, за единицу массы примем массу звезды (m_1), гравитационная постоянная G=1.

В выбранной системе единиц орбитальный период планеты равен 2π (приближенно). Для начальных условий – положений и скоростей частиц – $x_0 \neq 0$ ($x_0 = -x_2$), $y_0=0$, $V_{x0}=0$, $V_{y0}=0$ траектории, кольцевые структуры и подковообразные орбиты малых тел в рассматриваемой модельной небесномеханической системе представлены на Рис.1–4. N –число точек на графиках.

В рассмотренной модели движения частицы, при ее начальной скорости, равной 0 в системе звезда–планета, обнаружены хаотические незамкнутые и замкнутые траектории и подковообразные области движения (Рис.1–4). При изменении начальных условий на 0.01 единицы длины область движения частицы заметно расширяется (Рис. 2 и 3).

Для данной небесномеханической модели доказано существование гипотетических тонких и узких кольцевых структур различных форм, которые могут быть локализованы в различных частях системы звезда–планета (Рис. 3 и 4).

Установлен критерий существования подковообразных орбит малых тел с начальными орбитальными радиусами, равными большим полуосям орбит планет. Для этого необходимо и достаточно, в данной модели движения, чтобы отношение массы планеты (m_2) и массы звезды (m_1) удовлетворяло соотношению $m_2/m_1 < 1/700$ (Рис.1, 2).

Поскольку для Солнца и всех планет Солнечной системе (планет и спутников планет, за исключением систем Плутон–Харон и Земля–Луна) указанный критерий выполняется, то вблизи орбит всех планет должны существовать малые тела (пылевые частицы), которые уже открыты, например, для Земли, а это требует пересмотра определения понятия «планета» [3].

Литература

1. Perov N.I. The closed trajectories of undiscovered small bodies in the Solar system. // 46th Lunar and Planetary Science Conference. LPI Contribution No. 1832. P. 1021. 2015.
2. Roy A. Orbital motion // Adam Higler Ltd. Bristol.1978. 545 pp.
3. https://www.nasa.gov/mission_pages/newhorizons/main/index.html

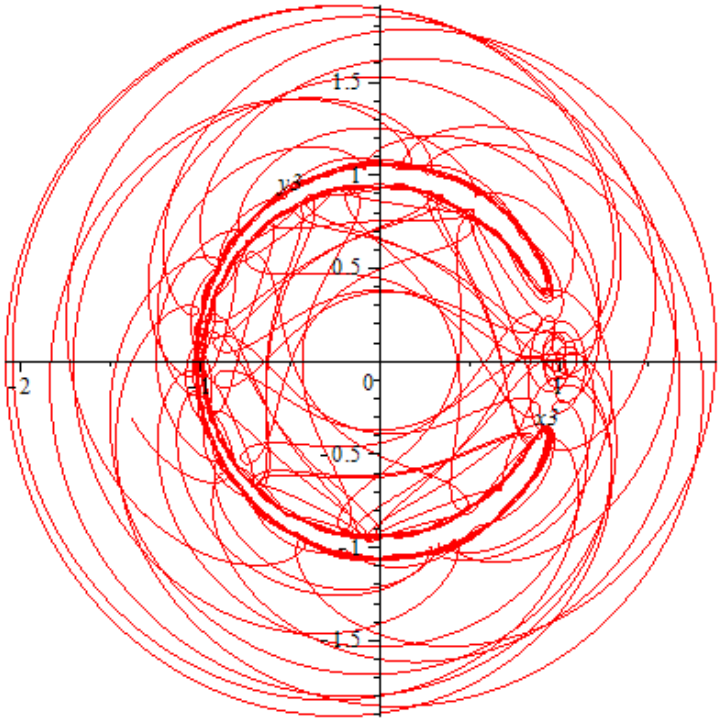


Рис. 1. Сужение хаотической области движения частицы и ее подковообразная область при m_1/m_2 =690. t=2000 единиц времени. N=200000.

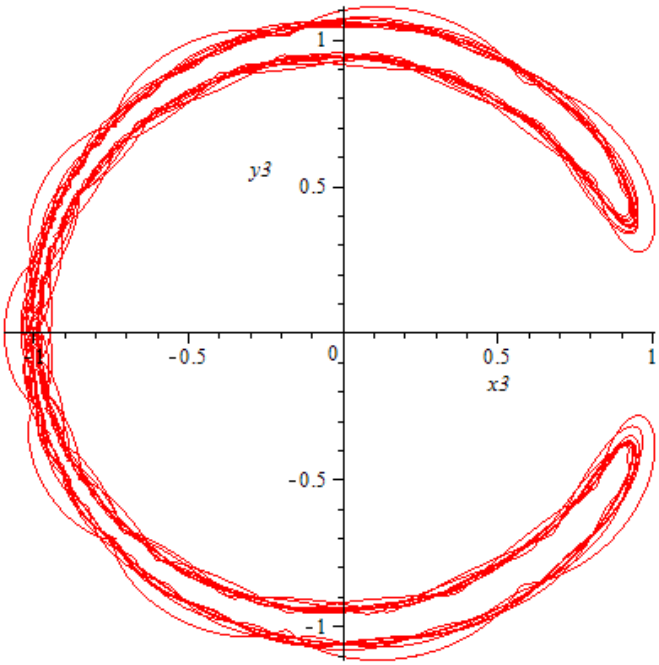


Рис .2. Переход частицы на подковообразную траекторию движения при m1/m2 =700. t=2000 единиц времени. N=200000.

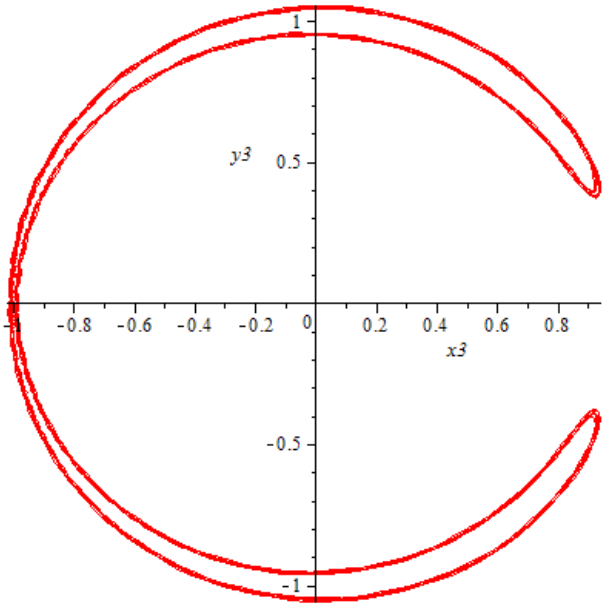


Рис. 3. Периодическое движение частицы в подковообразной области (период соответствует ~50 оборотам планеты) при m1/m2 =1000. t=2000 единиц времени (~330 оборотов планеты). N=200000.

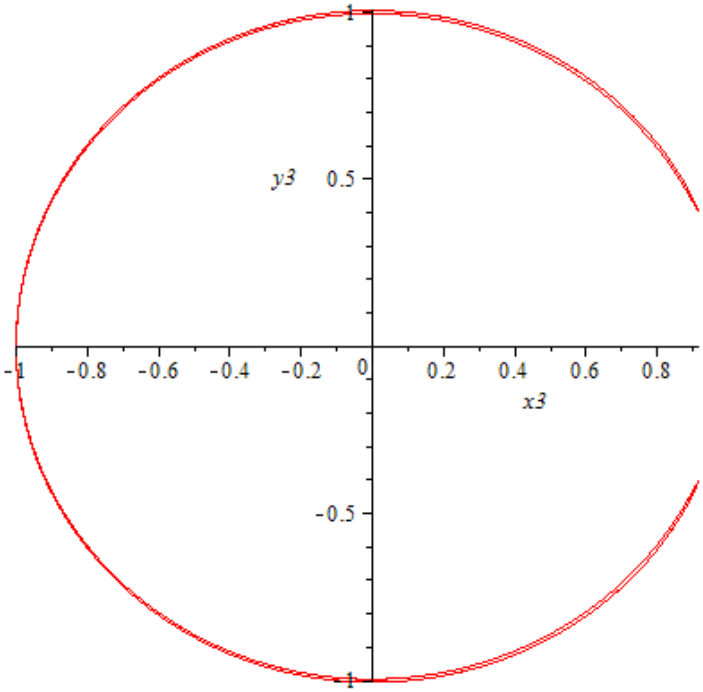


Рис. 4. Периодическое движение частицы в узкой подковообразной области (период соответствует ~800 оборотам планеты) при m1/m2 =100000. t=8000 единиц времени (~1300 оборотов планеты). N=400000.

УДК 521.1 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.059

ОБ ЭФФЕКТЕ КОДЗАИ – ЛИДОВА

Перов[1,2] Н.И., Иванова[2] Ю.Д.
[1]Культурно-просветительский центр имени В.В. Терешковой, Ярославль, Россия
[2]Ярославский государственный педагогический университет, Ярославль, Россия
perov@yarplaneta.ru

ON THE KOZAI–LIDOV EFFECT

Perov[1,2] N.I., Ivanova[2] Yu.D.
[1] V.V. Tereshkova Culture and Education Center, Yaroslavl, Russia
[2]State Pedagogical University, Yaroslavl, Russia

In the frame of the restricted double averaged three body space problem, for the case of coincidence of the perturbed body's orbital plane and the equatorial plane of the oblate central body, time-dependent quadratures for eccentricity and inclination depended on time are obtained in the explicit form for the first time. These quadratures are used to estimate the comet migration time. The process of transforming circular orbits of comets in the Oort's Cloud into nearly parabolic comet orbits is considered.

Эффект Кодзаи–Лидова рассмотрен в работах [1, 2]. Суть эффекта состоит в том, что при начальном большом наклоне (i~90°) плоскости круговой (e~0) орбиты малого тела ее эксцентриситет увеличивается(до e~1), а наклон уменьшается (до ~39°) при неизменной большой полуоси a орбиты тела. При этом некоторые интегралы движения обычно представляют в инволюции [2]. Найдем соответствующие квадратуры в явном виде. В качестве примера используем их для определения времени миграции комет из облака Оорта – с околокруговых орбит на почти параболические орбиты, – с учетом совместного влияния Солнца, обладающего сжатием, и притяжения внешнего тела – галактического ядра. В первом приближении вековая эволюция орбиты кометы описывается в кеплеровых элементах, через которые выражается возмущающая функция, относительно короткопериодических переменных – средних аномалий кометы и возмущающей точки, при отсутствии соизмеримостей в соответствующих периодах низшего порядка. Такое осреднение, осуществляемое независимо (в приближении Хилла $a/a_1 \ll 1$), дает выражение для вековой части возмущающей функции [1, 2]. Если экваториальная плоскость Солнца и орбитальная плоскость ядра Галактики совпадают (наклонение $i_1=0$), тогда [2]:

$$c_1=(1-e^2)(\cos(i))^2, \tag{1}$$

$$c_2 = \frac{2\gamma}{\left(1 - e^2\right)^{3/2}}\left(\frac{1}{3} + \cos(2i)\right) + 2\left(e^2 - (\sin(i))^2\right) + e^2(\sin(i))^2(5\cos(2\omega) - 3). \tag{2}$$

Здесь

$$\gamma = \frac{1}{2}\frac{\alpha}{\beta},\ \alpha = -\frac{3}{8}c_{20}\left(\frac{a_0}{a}\right)^2,\ \beta = \frac{3}{16}\frac{\mu_1}{\mu}\left(\frac{a}{a_1}\right)^3, \tag{3}$$

$$\tau = \beta(t - t_0)\sqrt{\frac{\mu}{a^3}}. \tag{4}$$

$$de/d\tau=10e(1-e^2)^{1//2}(\sin(i))^2\sin(2\omega). \tag{5}$$

$$di/d\tau=-10e^2(1-e^2)^{-1/2}\sin(i)\cos(i)\sin(2\omega). \tag{6}$$

В соотношениях (1)–(6) использованы следующие обозначения. μ и μ_1 – произведения гравитационной постоянной на массы Солнца и ядра Галактики (массы Галактики внутри галактической орбиты Солнца), соответственно; c_{20} – коэффициент второй зональной гармоники гравитационного поля Солнца [4]; a_0 – средний экваториальный радиус Солнца; t – ньютоновское равномерное время; τ – модифицированное время; a_1 – большая полуось круговой орбиты ядра Галактики; i и e – наклон плоскости орбиты кометы к экваториальной плоскости Солнца и эксцентриситет эллиптической орбиты кометы, соответственно; ω – аргумент перигелия кометы. Эти элементы (i, ω) оскулирующей орбиты кометы относятся, в общем случае, к плоскости орбиты возмущающего тела и точке весеннего равноденствия.

Для рассматриваемой небесномеханической задачи c_1, c_2 и a являются постоянными величинами относительно времени (интегралами системы соответствующих дифференциальных уравнений [2]). a – большая полуось орбиты кометы.

Зависимость эксцентриситета (e) орбиты малого тела от времени (τ)

Из уравнений (1)–(5) находится, впервые, в явном виде 1-я квадратура:

$$\tau = \int \frac{dw}{\sqrt{\theta(w)}}. \tag{7}$$

Здесь

$$\theta(w)=[8\gamma c_1 w^7-8/3\gamma w^5+w^2(-2c_2+4+4c_1)-8]\cdot [-8\gamma c_1 w^7+8/3\gamma w^5-20c_1 w^4+w^2(16+16c_1+2c_2)-12]. \tag{8}$$

В уравнениях (8) и (9) $w=1/(1-e^2)^{1/2}$, причем движение рассматриваемого малого тела происходит в интервале $w_{min} \le w \le w_{max}$, где w_{min} и w_{max} – положительные корни уравнения (9), при $0<e<1$ и $1<w<\infty$.

$$\theta(w)=0. \tag{9}$$

При этом $w_{max}>w_{min}$, w_{max} – ближайший к w_{min} положительный корень уравнения (9). Интеграл (8) может применяться как для ротационного, так и для либрационного движений перигелия орбиты малого тела.

Зависимость наклона (i) плоскости орбиты малого тела от времени (τ)

Из уравнений (1)–(4), (6) определяется, впервые в явном виде, 2-я квадратура:

$$\tau = c_1^2 \int \frac{dq}{\sqrt{\Psi(q)}}. \tag{10}$$

Здесь

$$\Psi(q)=[8\gamma q^7-8/3\gamma q^5+(4c_1^{5/2}+(-2c_2+4)c_1^{3/2})q^2-8c_1^{5/2}]\cdot$$
$$[-8\gamma q^7+8/3\gamma q^5-20c_1^{3/2}q^4+(16c_1^{5/2}+16c_1^{3/2}+2c_2c_1^{3/2})q^2-12c_1^{5/2}]. \tag{11}$$

В соотношениях (10) и (11) $q=\cos(i)$, $0<|q|<1$, точнее, $38°<i<90°$. (Случай $i>90°$ ниже не рассматривается). Два предельных допустимых значения q (или i) определяются из уравнения (12):

$$\Psi(q) =0. \tag{12}$$

При этом $q_{max}>q_{min}$, q_{max} – ближайший к q_{min} положительный корень уравнения (12). Интеграл (10) может применяться как для ротационного, так и для либрационного движений перигелия орбиты малого тела.

Примем начальное значение аргумента перигелия орбиты кометного ядра равным $\omega_{in}=0°$, а его конечное значение пусть будет равно $\omega_{fin}=\pi/2$. Положим, что в начальный момент времени комета движется по почти круговой орбите с большой полуосью a= 50000 а.е. Для данного процесса миграции кометного ядра из облака Оорта в гравитационном поле Солнца учтем возмущения от галактического ядра и сжатия Солнца. Для системы Солнце – ядро Галактики – кометное ядро примем: $\mu=Gm_S$, $m_S=2\cdot10^{30}$ кг, $a_1=8.5$ кпк, $\mu_1=Gm_G$, $m_G=2\cdot10^{11}m_S$, $a_0=696600$ км, $c_{20}=-10^{-5}$. Обозначим через $e_{in}=e_{min}$, $i_{in}=i_{max}$ начальные значения эксцентриситета и наклона орбиты кометы, а через $e_{fin}=e_{max}$, $i_{fin}=i_{min}$ – конечные значения этих величин (для минимального расстояния кометы от Солнца); P_e – время миграции кометы.

Из уравнения (8) при $e_{in}=0.1$ и $i_{in}=89.98068554°$ имеем $e_{fin}=0.99999990687$, $i_{fin}=0.68063329$ рад $=38.997415^0$, $r_{min}=0.004656$ а.е$\approx a_0$. $c_1=-1.1250061521\cdot10^{-7}$, $c_2=1.9599997750$. $P_e=7.154114007\cdot10^8$ тропических лет.

Из уравнения (10), при тех же начальных и конечных условиях – e_{in}=0.1 и i_{in}=89.98068554°, e_{fin}=0.99999990687, i_{fin}=0.68063329 рад =38.997415^0, r_{min}=0.004656 а.е≈a_0 ,– имеем P_i =7.154114007·10^8 тропических лет. В этом случае q_{min}=0.00033710085; q_{max}=0.77774353387.

Равенство P_i=P_e используется для проверки правильности вычислений времени миграции кометы по приведенным выше формулам. Найденное время миграции соответствует 3 оборотам Солнца при его движении по галактоцентрической орбите.

Рассмотренная небесномеханическая модель основана на дважды осредненной задаче Хилла с учетом взаимодействия кометного ядра с сжатым центральным телом (Солнцем) и возмущающим телом (ядром Галактики).

Для случая совпадения экваториальной плоскости Солнца и его орбитальной плоскости (или орбитальной плоскости галактического ядра), определение периода (2·P) изменения аргумента перигелия кометной орбиты сводится к простым квадратурам (7) и (10). Эти квадратуры в явном виде получены *впервые*. Если известны начальные условия, то экстремальные значения величины w (и эксцентриситета орбиты кометы e), а также величины q (и наклона плоскости орбиты кометы i) определяются из алгебраических уравнений (8) и (11), что позволяет установить области изменения параметров орбиты кометы и найти начальные значения кеплеровских элементов орбиты кометы, приводящих к соударению кометы с центральным телом или к выходу кометы из сферы действия этого тела.

В рассмотренной модели, с учетом указанных выше начальных данных, интервал времени миграции кометы из облака Оорта до поверхности Солнца равен 715·10^6 лет, что не превосходит возраста Солнечной системы (5·10^9 лет).

Литература

1. Лидов М.Л., Ярская М.В. Интегрируемый случай в задаче об эволюции орбиты спутника под действием внешнего тела и нецентрального поля планеты. // Космические исследования. Т. 12. № 2. С. 155–170. 1974.
2. Вашковьяк М.А. О специальных частных решениях дважды осредненной задачи Хилла с учетом сжатия центрального тела. // Письма в Астрон. Ж.. Т. 22. № 3. С. 231–240. 1996.

УДК 524.5 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.060

КИНЕМАТИКА ПРОТЯЖЕННОГО ВОЛОКНА В ОБЛАСТИ S242

Пирогов[1] Л.Е., Dewangan[2] L., Рябухина[1] О.Л.
[1]ИПФРАН, г.Нижний Новгород, Россия
[2]Physical Research Laboratory, India
pirogov@appl.sci-nnov.ru

KINEMATICS OF ELONGATED FILAMENT IN THE S242 REGION

Pirogov[1] L.E., Dewangan[2] L., Ryabukhina[1] O.L.
[1]IAPRAN, Nizhny Novgorod, Russia
[2]Physical Research Laboratory, Ahmedabad,India

An elongated gas-dust filament is associated with the massive star-forming region S242. According to our ^{13}CO(1-0) observations, the length of the filament is more than 30 pc. There is a velocity gradient in the south-north direction along the filament. The line widths of the optically thin C^{18}O(1-0) lines are much higher than the thermal ones. The velocity structure function shows a power-law dependence on distance between two positions, ~$L^{0.47}$, in the 0.2–4 pc range that could be related to properties of turbulence in the region. Linear masses calculated from the C^{18}O(1-0) data are higher than critical values for subregions near the edges of the filament implying that these subregions are probably unbound gravitationally.

Данные, полученные телескопом Гершель, показали, что газопылевые комплексы состоят из волокон различных масштабов, которые содержат в себе сгустки и звездообразующие ядра (например, [1]). Роль волокон в формировании ядер и в процессе звездообразования в настоящее время активно исследуется как с помощью наблюдений, так и теоретически (например, [2]). Для построения адекватных моделей весьма важными являются данные о кинематике волокон.

Область массивного звездообразования S242 (Sh 2-242) находится на расстоянии 2.1 кпк [3] и связана с протяженным пылевым волокном по данным телескопа Гершель [4]. Зона HII (источник – звезда класса B0V) расположена вблизи южной части волокна. Как в южной, так и в северной частях волокна обнаружены скопления внутренних молодых звездных объектов, указывая на активный процесс звездообразования [4].

Для получения данных о кинематике области S242 нами в 2018 году на 20-м телескопе обсерватории Онсала (Швеция) были проведены одновременные наблюдения в линиях ^{13}CO(1-0), C^{18}O(1-0) и CS(2-1). Наблюдения охватывали область размером ~20'×50'. На Рис. 1 показана карта интегральной интенсивности в линии ^{13}CO(1-0), наложенная на карту, полученную на телескопе Гершель.

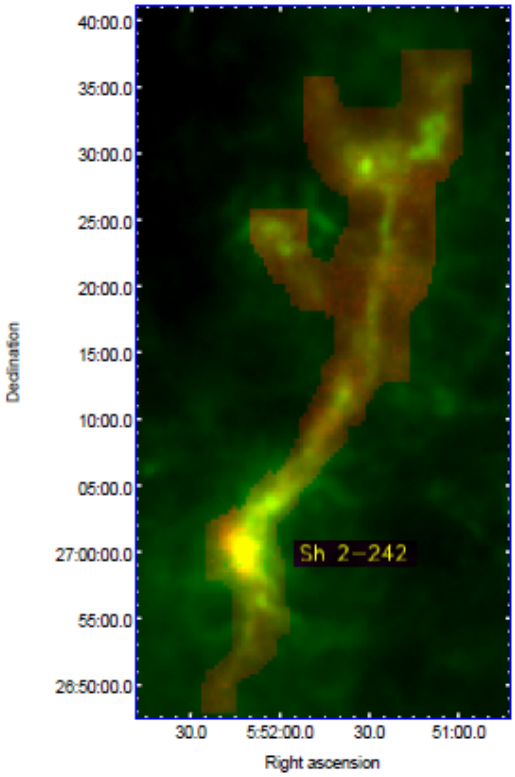


Рис. 1. Излучение пыли в области S242 (Sh 2-242) на 500 мкм по данным телескопа Гершель (оттенки зеленого, пиковая яркость 511.6 МЯн/ср) и интегральная интенсивность в линии ^{13}CO(1-0) на 2.7 мм (оттенки красного, пиковое значение 59.7 K км/с). Размеры диаграмм направленности на 500 мкм и 2.7 мм равны 37" и 35", соответственно. Шаг картирования в ^{13}CO(1-0) равен 20". Длина волокна по данным ^{13}CO(1-0) составляет более 30 пк. Ширина волокна в центральной части на 500 мкм и в линиях ^{13}CO(1-0) и C^{18}O(1-0) близки и составляют ~1 пк. По осям отложены координаты для эпохи J2000.

Температуры пыли, рассчитанные по данным телескопа Гершель, лежат в диапазоне ~12–20 K (наиболее теплая пыль находится вблизи зоны HII), кинетические температуры газа, вероятно, близки к ним (пиковые температуры линий ^{13}CO(1-0) не превышают 25 K). Ширины оптически тонких линий C^{18}O(1-0) ($\geq$ 1 км/с) много больше тепловых ($\leq$ 0.2 км/с), что указывает на существенную роль турбулентных движений в волокне.

На Рис. 2а показан путь, вдоль которого по данным ^{13}CO(1-0) рассчитана диаграмма позиция – лучевая скорость (Рис. 3). В центральной части волокна в спектре наблюдаются две близкие компоненты. Наблюдаемый градиент скорости основной компоненты (синие точки), связан, в основном, с отличием скоростей на концах волокна (< 10 пк и >30 пк), где происходит активное звездообразование, и скоростей в центральной части (~2 км/с). Осцилляции на диаграмме могут быть связаны с наличием отдельных сгустков. Комбинация глобального градиента скорости и локальных осцилляций наблюдались и ранее при исследовании волокон (например, [5]).

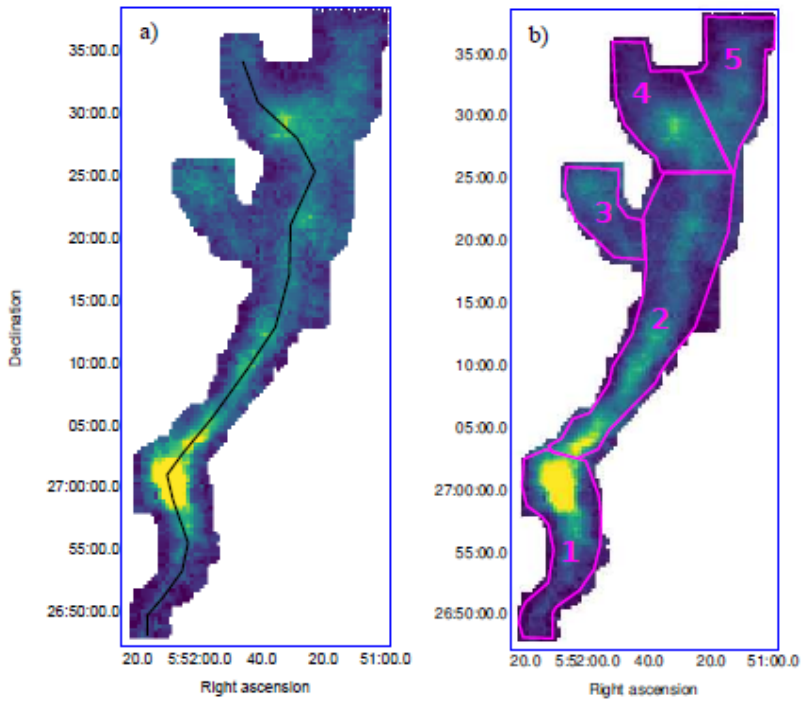


Рис. 2. Карта интегральной интенсивности в линии ^{13}CO(1-0), поверх которой показан путь, вдоль которого рассчитывалась диаграмма позиция-скорость (a). Карта волокна, разделенного на области, для которых рассчитывались массы и линейные массы (b).

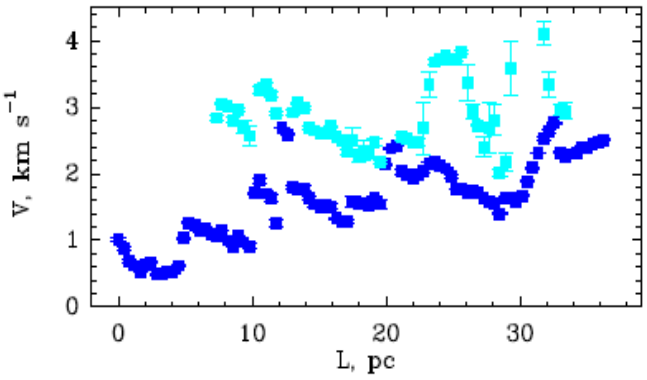


Рис. 3. Диаграмма позиция–скорость вдоль пути, показанного на Рис. 2a. Длина пути (L) отсчитывалась в направлении с юга на север. Скорости линий ^{13}CO(1-0) получены с помощью вписывания гауссиан в спектры, усредненные по областям 1'x1' вдоль пути. В центральной части волокна наблюдаются две компоненты с близкими скоростями.

Для количественной оценки турбулентности в волокне по данным ^{13}CO(1-0) была рассчитана структурная функция скорости (δV) [5,6] для основной компоненты (Рис. 4). Для диапазона расстояний между двумя произвольными позициями L~0.2–4 пк функция представляет собой степенную зависимость с индексом, равным 0.47. Для сравнения, структурная функция скорости для облака Musca имеет индекс 0.58 для $L > 1$ пк [5]. Как указывалось в работе [6], степенная зависимость $\delta V \sim L^{\gamma}$ может отражать свойства турбулентности в облаке аналогично известной зависимости Ларсона между ширинами линий и размерами областей излучения (например, [7,8]).

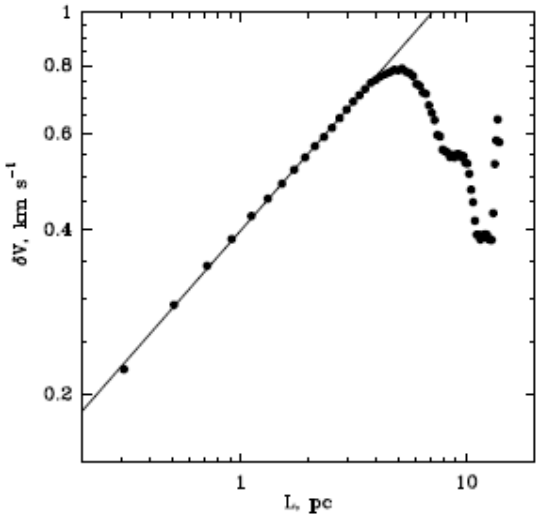


Рис. 4. Структурная функция второго порядка ($\delta V=\sqrt{\langle (V(r)-V(r+L))^2\rangle}$), рассчитанная для скоростей линий ^{13}CO(1-0) (основная компонента) по всей области S242. При расчете диапазон расстояний между произвольными позициями (L) разбивался на поддиапазоны (~0.2 пк), для которых рассчитывались средние значения квадрата разности скоростей. Для диапазона расстояний L~0.2–4 пк структурная функция представляет собой степенную зависимость $\delta V=0.4\cdot L^{0.47}$.

Используя интегральные интенсивности линий C^{18}O(1-0), мы рассчитали лучевые концентрации молекулярного водорода, оценили общую массу волокна (~9600 M_0) и массы отдельных областей внутри волокна (Рис. 2b), которые составили ~960–3400 M_0. Значения линейной массы (масса на единицу длины) для них составляет ~210–280 M_0/пк. Для всех областей кроме центральной (область 2, Рис. 2b) эти значения превышают критические, рассчитанные с учетом дисперсии нетепловых движений по данным C^{18}O(1-0) (~140–250 M_0/пк), что указывает на вероятную гравитационную неустойчивость областей на краях волокна.

Наблюдения выполнены при поддержке РФФИ (17-52-45020, 18-02-00660). Анализ данных выполнен при поддержке РНФ (17-12-01256).

Литература

1. Andre P., Menàshikov A., Bontemps S. From filamentary clouds to prestellar cores to the stellar IMF: Initial highlights from the Herschel Gould Belt Survey // Astron. and Astrophys. V. 518. P. L102. 2010.
2. Clarke S.D., Whitworth A.P. Investigating the global collapse of filaments using smoothed particle hydrodynamics // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 449. P.1819. 2015.
3. Blitz L., Fich M., Stark A.A. Catalog of CO radial velocities toward galactic H II regions // Astrophys. J. Suppl. Ser. V. 49. P. 183. 1982.
4. Dewangan L.K., Baug T.D. Ojha D.K. et al. The molecular cloud S242: Physical environment and star-formation activities // Astrophys. J. V. 845. P. 34. 2017.
5. Hacar A., Kainulainen J., Tafalla M. et al. The Musca cloud: A 6 pc-long velocity-coherent, sonic filament // Astron. and Astrophys. V. 587, Article id. A97. 2016.
6. Heyer M.H., Brunt C.M. The universality of turbulence in galactic molecular clouds // Astrophys. J. V. 615, P. L45. 2004.
7. Larson R.B. Turbulence and star formation in molecular clouds // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 194. P. 809. 1981.
8. Solomon P.M., Rivolo A.R., Barrett J., Yahil A. Mass, luminosity, and line width relations of Galactic molecular clouds // Astrophys. J. V. 319. P. 730. 1987.

УДК 524.4 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.061

ПРОСТРАНСТВЕННО-КИНЕМАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОТОКА IC 2391 ПО ДАННЫМ GAIA

Постникова Е.С., Верещагин С.В., Чупина Н.В.
ИНАСАН, г.Москва, Россия
svvs@ya.ru

A SPACE-KINEMATIC PROPERTIES OF IC 2391 STAR STREAM ACCORDING TO GAIA DATA

Postnikova E.S., Vereshchagin S.V., Chupina N.V.
INASAN, Moscow, Russia

The spatial shape and kinematic structure of the stellar stream associated with the open star cluster IC 2391 are considered. Gaia DR2 astrometry data are used. Positions of the stars in the disk and spatial velocities are determined. The approximation of the spatial shape of the flow and the cluster is made, the places of their formation are determined. Their genetic connection was confirmed.

Расположенное на расстоянии ~165 пк от Солнца [1], рассеянное звёздное скопление IC 2391 (MWSC 1529, [1]) удобно для исследования. Его видимые размеры (в цвете *V*) составляют 60'×60'. Приблизительно в одном направлении со скоплением движутся звёзды одноименного потока IC 2391. Этот поток исследовал Эгген [2], назвав его сверхскоплением. Эгген включил в состав потока как само скопление, так и несколько десятков звезд со сходными векторами пространственной скорости. Позднее Монтес [3] составил свой список звёзд потока. Оба списка частично пересекаются. Звёзды потока занимают гигантскую площадь неба, будучи разбросаны практически по всей северной полусфере. Данные Gaia DR2 [4], обладая беспрецедентно высокой точностью, позволяют обратиться к вопросу о достоверности совместного происхождения и возможной пространственно-кинематической связи звезд рассматриваемых потока и скопления.

В данной работе мы использовали список звезд – членов скопления из [5] и списки звёзд потока из [2] и [3]. Данные можно найти в облаке [6]. Аппроксимация пространственной формы рассматриваемых группировок позволила уточнить направление вытянутости потока в диске. Сделана попытка определить места их образования.

Расстояния до звезд определены по параллаксам (π) из Gaia DR2 [4] по единой методике. Для каждого измерения π методом Монте-Карло сгенерированы N случайных величин в диапазоне $\pi \pm \sigma_\pi$. Полученное распределение является гауссовым с максимумом в точке со значением аргумента равным π. Искусственно смоделированные величины параллаксов переведены в расстояния по формуле $1/\pi$, где π задано в секундах дуги. Распределение полу-

ченных расстояний не является нормальным. Методом наименьших квадратов оно аппроксимировано кривой, представляющей собой распределение Максвелла. Значения аргумента, дающие максимум этой кривой (максимум плотности вероятности), взяты как наиболее вероятные значения расстояний, Таблицы 1–3. Для звезд, у которых в Gaia DR2 [4] не определены параллаксы, эти значения взяты из других источников (SIMBAD, [7]) и расстояния определены обычным образом (1/π).

Таблица 1. Первая запись по списку [5] с вычисленными параметрами.

Source id DR2	*d* пк	π мсд	μ_α мсд /год	μ_δ мсд /год	*Vr* км/с	*X* пк	*Y* пк	*Z* пк	*U* км/с	*V* км/с	*W* км/с
5318499822745556992	148.75	6.63	–25.69	23.53	–2.60	0.8	–147.8	–17.1	24.21	2.88	–3.94
5515501485764236416	136.62	7.23	–25.23	24.47	7.87	–12.3	–135.6	–11.2	22.99	–5.53	–4.55
5318117325830884224	153.69	6.51	–23.66	23.62	9.00	1.0	–152.5	–18.8	24.05	–8.73	–4.46

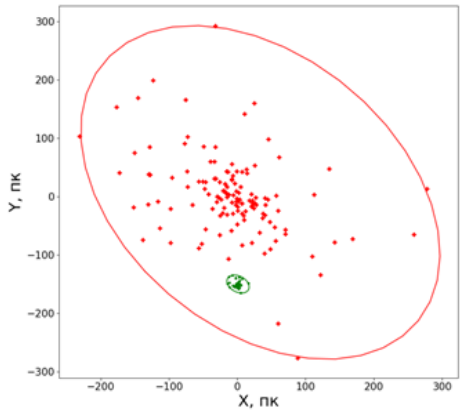


Рис. 1. Аппроксимация эллипсами пространственных форм потока (красный цвет, список звёзд из [2]) и скопления (зелёный цвет, список звёзд из [5]), отброшены наиболее удалённые звезды. Прямоугольная гелиоцентрическая система координат, ось *X* направлена на центр Галактики ($l = 0°$, b = 0°), ось *Y* – в направлении галактического вращения ($l = 90º$, $b = 0º$), ось *Z* – на северный полюс Галактики ($b = 90°$).

Формат строки Таблиц 1–3: номер звезды по Gaia DR2 (а также другим каталогам, см. [6]), расстояние от Солнца (*d*), параллакс π, компоненты собственных движений μ_α, μ_δ, лучевая скорость (V_r), прямоугольные галактические координаты *X*, *Y*, *Z*, компоненты пространственных скоростей *U*, *V*, *W*. Ошибки величин и ссылки на источники даны в оригинальном списке [6]. Для примера приводим часть типовой записи в Таблице 1.

На Рис.1 представлено 2D-распределение звёзд рассматриваемых потока и скопления. Эллипсами аппроксимированы формы группировок. Для построения эллипсов использовалась программа, реализованная нами на языке программирования PYTHON по алгоритму [8]. Как видно на Рис.1, скопление и поток растянуты под углом приблизительно 45° относительно оси *OX*. Это свидетельствует об их вытянутости скорее вдоль орбиты [9], чем по направлению к галактическому центру [10].

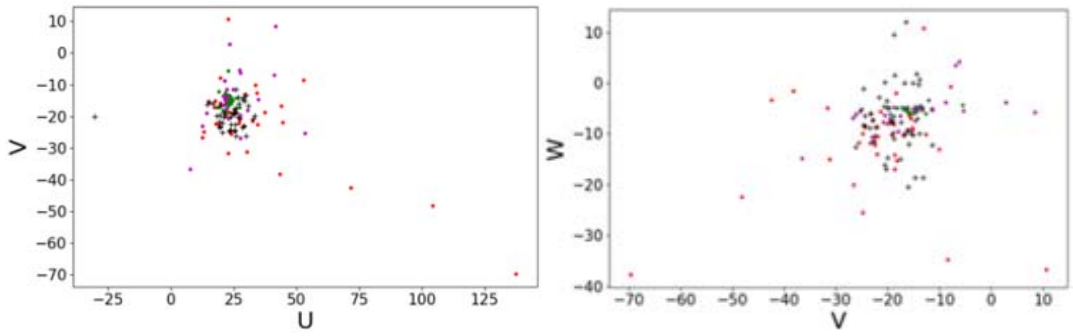


Рис. 2. Сравнение пространственных скоростей звёзд скопления и потока. Ось U направлена к антицентру Галактики, ось V – в направлении вращения Галактики, ось W – к северному полюсу Галактики. Скорость дана в км/с. Зелёным цветом показаны звёзды скопления из списка [5], красным и фиолетовым – звёзды потока из списка [1], чёрным – из списка [2].

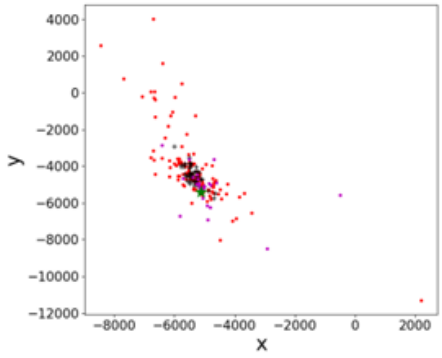


Рис.3. Места образования звезд потока (красным цветом – по списку [2], чёрным – по списку [3]) и скопления (зелёным цветом, по списку [5]). Прямоугольная галактоцентрическая система координат, направление осей – см. подпись к Рис. 1.

На Рис. 2 показаны компоненты *U*, *V*, *W* пространственных скоростей звёзд скопления [5] и потока по спискам [2] и [3]. Как видно из Рис. 2, скорости звёзд близки. Это означает, что и скопление, и поток движутся в одном направлении.

На Рис.3 показаны положения звезд потока в момент их образования и место рождения скопления, определенные путем пробных расчетов орбит на 70 млн. лет назад. Для вычисления орбит использовалась программа galpy [11]. Отметим, что аналогичные расчёты, выполненные другим методом, имеются в [12]. Не учитывались гравитационные взаимодействия между звездами потока. Для скопления не учитывалось действие иррегулярных сил (дисперсия пекулярных скоростей звёзд, как известно, представляет собой пренебрежимо малую величину по сравнению с пространственной скоростью). Также при расчётах не учитывалось влияние спиральных ветвей. На Рис. 3 видно, что места рождения звёзд потока и скопления находятся в одной области диска.

Итак, оценки по пространственному расположению и компонентам пространственной скорости (полученным по измерениям Gaia) позволили в целом подтвердить общность положения и движения в пространстве звёзд потока и скопления. Кроме того, получено дополнительное свидетельство их генетической связи в прошлом, возможно, в момент их образования в диске.

В работе использовались данные миссии Gaia Европейского космического агентства (ESA) (http://www.cosmos.esa.int/gaia), обработанной Консорциумом обработки и анализа данных Gaia (DPAC, http://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium). Финансирование DPAC было предоставлено национальными учреждениями, в частности учреждениями, участвующими в Многостороннем соглашении по Gaia. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 16-52-12027).

Литература

1 Kharchenko N. V., Piskunov A. E., Schilbach, E., Röser S., Scholz R. -D. Global survey of star clusters in the Milky Way. II. The catalogue of basic parameters // Astron. and Astrophys. V. 558. Article id.A53. 2013.
2 Eggen O. J. The IC 2391 supercluster // Astron. J. V. 102, P. 2028–2040. 1991.
3 Montes D., López-Santiago P.J., Gálvez M.C. et al. Late-type members of young stellar kinematic groups – I. Single stars // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 328. P. 45–63. 2001.
4 Gaia Collaboration et al. Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties // Astron. and Astrophys. V. 616. Article id. A1. 2018.
5 Gaia Collaboration, van Leeuwen F., Vallenari A., Jordi C. et al. Gaia Data Release 1. Open cluster astrometry: performance, limitations, and future prospects // Astron. and Astrophys. V. 601. Article id. A19. 2017.
6 https://drive.google.com/file/d/11EzmeNDKUwclyfN6Mr5dsWq9p4PYMXEw/view?usp=sharing
7 Wenger M., Ochsenbein F., Egret D. et al. Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. V. 143. P. 9. 2000.
8 Moshtagh N. An open exchange for the MATLAB and Simulink user community. Program: Computes the minimum-volume covering ellipoid that encloses N points in a D-dimensional space. //Version 1.2, 2009 https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/9542-minimum-volume-enclosing-ellipsoid
9 Чумак Я.О., Расторгуев А.С. Исследование структуры и динамики звездных «шлейфов» рассеянных звездных скоплений // Письма в Астрон. Ж. Т.32. № 3. С.177–186. 2006.
10 Kharchenko N.V., Berczik P., Petrov M.I. et al. Shape parameters of Galactic open clusters // Astron. and Astrophys. V. 495. P. 807–818. 2009.
11 https://galpy.readthedocs.io/en/v1.3.0/potential.html
12 Palous J., Ruprecht J., Dluzhnevskaia O.B., Piskunov A. Places of formation of 24 open clusters // Astron. and Astrophys. V. 61. No. 1. P. 27–37. 1977.

УДК 524.5 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.062

ОБНОВЛЕННАЯ БАЗА НАСЕЛЕННОСТЕЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ МЕТАНОЛА

Салий С.В., Парфёнов С.Ю., Соболев А.М.
АО УрФУ, г. Екатеринбург, Россия
svetlana.salii@urfu.ru

UPDATED BASE OF METHANOL ENERGY LEVEL POPULATIONS

Salii S., Parfenov S., Sobolev A.
AO UrFU, Ekaterinburg, Russia

We present the new version of the database of populations of methanol energy levels for conditions of star forming clouds. The database contains populations of energy levels that were calculated for different physical parameters. The physical parameters vary in the following ranges: log(n_{H2} [cm^{-3}]): from 3.0 to 9.0; T_k : from 10 to 600 K, log($N_{CH3\ OH}/\Delta V$ [cm^{-3} ·s]): from 7.7 to 14.0; log($N_{CH3\ OH}/N_{H2}$): from −9.0 to −5.5; line widths have 3 values: 1, 3 and 5 km/s. The level populations of the ground state and the first and second torsionally excited states of CH_3OH-A and CH_3OH-E with the energies ≤ 1015.5 cm^{-1} and ≤ 1020.2 cm^{-1} are calculated. Radiative transfer calculations were performed in the large velocity gradient (LVG) approximation. Absorption and emission of the dust and line blending effects were taken into account. The dust temperature was assumed to be equal to the gas kinetic temperature. The database of methanol level populations permits fast estimates of the physical parameters of the objects using data on the brightness temperatures of methanol lines.

Анализ физических условий в областях звездообразования представляется важным для понимания эволюционного статуса рассматриваемых объектов.

Признанные трассеры физических условий — линии молекул, наблюдаемые в областях звездообразования: CO, NH_3, CS, HCN и, в частности, молекулы CH_3OH (метанол), линии которой являются одним из наиболее информативных трассеров вследствие своей многочисленности и чувствительности к вариациям физических условий. Являясь слабо асимметричным волчком, молекула CH_3OH имеет богатый спектр в радиодиапазоне, что позволяет наблюдать набор линий в пределах одной частотной полосы. Молекула метанола широко распространена в областях звездообразования, поскольку излучение молодых звездных объектов, ударные волны, возникающие при образовании массивных звезд, создают условия для испарения мантий пылевых частиц, в которых формируется метанол, и значительно повышают относительное содержание метанола в газовой фазе, обеспечивая линиям метанола интенсивность, достаточную для детектирования.

Соответственно, при сравнительно небольших затратах времени наблюдений, можно получить информативный набор зарегистрированных линий,

по которому затем возможно получить оценки физических параметров наблюдаемых объектов.

Для облегчения процедуры оценки физических параметров была создана база населенностей уровней энергий метанола [1] (далее – база населенностей). Диагностические возможности базы населенностей ранее эффективно использовались для оценки физических параметров в областях звездообразования (например, [2–4]).

За время, прошедшее после создания первой версии базы населенностей, были существенно уточнены столкновительные коэффициенты для молекулы метанола [5,6]. Также возросли возможности наблюдательных инструментов, позволяя наблюдать все большее число линий в различных диапазонах радиочастот. Востребованность базы населенностей инициировала работу по ее обновлению.

В обновленной модели, как и в предыдущей, населенности уровней энергий метанола рассчитаны для модели молекулы CH_3OH, разработанной для условий, характерных для областей звездообразования, Cragg и др. [7]. Модель молекулы включает энергетические уровни A- и E- метанола как основного состояния, так и первого и второго крутильно-возбужденных состояний с квантовыми числами $J \leq 22$, $|K| \leq 9$. Энергии верхних уровней достигают 1015.5 $см^{-1}$ и 1020.2 $см^{-1}$, соответственно.

Влияние пыли, находящейся в области, где происходит расчет переноса излучения и населенностей, учитывалось в виде поправок в значениях оптической толщины и функции источников перехода, согласно описанию в работе [8], так же как и в предыдущей версии базы.

Расчет населенностей уровней энергий метанола осуществлялся в приближении большого градиента скорости. Предполагалось, что молекулярное облако в рассматриваемом направлении однородно по плотности, кинетической температуре, относительному содержанию метанола, дисперсии скоростей и отношению массы газа к массе пыли. Температура пыли считалась равной кинетической температуре газа.

Расчет интенсивностей бленд производился методом “all-or-nothing”, где считается, что интенсивности блендирующихся линий одинаковы и равны суммарной интенсивности бленды [9].

Столкновительные коэффициенты для метанола взяты из работ Rabli & Flower [5,6]. При вычислении значений столкновительных коэффициентов учтены столкновения молекул метанола с атомами гелия и молекулами водорода (пара- и орто-модификациями), согласно модели, описанной в работе [10].

Кроме того, в обновленной базе расширены диапазоны параметров, сокращены шаги по параметрам и добавлена вариация по ширинам линий (влияет на учет блендирующихся линий).

В рамках описанной модели вычислены населенности энергетических уровней метанола в узлах 5-мерной сетки параметров:

- $T_к$ [К] от 10 до 600 с шагом 10;
- $\lg(n_{H2}[см^{-3}])$ от 3.0 до 9.00 с шагом 0.25;
- $\lg(N_{CH3OH}/\Delta V[см/с])$ от 7.5 до 14.0 с шагом 0.1;
- $\lg(N_{CH3OH}/N_{H2})$ от –9.0 до –5.5 с шагом 0.5;
- $\Delta V[см/с]$ 100000, 300000, 500000.

Использование базы населенностей для молекулярных облаков находящихся на различных эволюционных стадиях позволяет:

- оценить набор параметров, обеспечивающий наилучшее соответствие модельных интенсивностей рассматриваемых линий наблюдаемым значениям;
- получить наиболее вероятные значения параметров и оценить вероятности с которыми отдельные параметры реализуются в рассматриваемых областях;
- для заданного набора параметров оценить яркостные температуры линий.

Представляемый вариант базы населенностей не является окончательным. В дальнейшем необходимо решить проблему с отсутствием сходимости населенностей для ряда сочетаний параметров (меньше 1% от сошедшихся моделей). Кроме того, планируется для температур <100 К сократить шаг сетки по температуре до 5 К.

Исследования выполнялись при поддержке гранта РНФ 18-12-00193.

Литература

1. Салий С. В. База данных для оценки физических параметров молекулярных облаков по интенсивностям радиолиний метанола // Звездообразование в Галактике и за ее пределами: Сб. тр. конф. /Под ред. Д. З. Вибе и М. С. Кирсановой. М.: Янус-К. С. 146–151. 2006.
2. Zinchenko I., Liu S.-Y., Su Y.-N. et. al. The disk-outflow System in the S255IR area of high-mass star formation // Astrophys. J. V. 810. Article id. 10. 2015.
3. Nakashima J.-I., Sobolev A.M., Salii S.V. et. al Methanol observation of IRAS 19312+1950: A possible new type of class I methanol maser // Publ. Astron. Soc. of Japan. V. 67. Issue 5, Article id.95. 2015.
4. Kirsanova M. S., Salii, S. V., Sobolev A. M. et. al Molecular gas in high-mass filament WB673 // Open Astronomy.V. 26. P. 99–105. 2017.
5. Rabli D., Flower D. R. The rotational structure of methanol and its excitation by helium // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 403. P. 2033–2040. 2010.
6. Rabli D., Flower D. R. The rotational excitation of methanol by molecular hydrogen // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 406. P. 95–101. 2010.

7. Cragg D. M., Sobolev A.M., Godfrey P.D. Models of class II methanol masers based on improved molecular data // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 360. P. 533–545. 2005.
8. Sutton E. C., Sobolev A.M., Salii S.V., et. al. Methanol in W3(H2O) and surrounding regions // Astrophys. J. V. 609. P. 231–242. 2004.
9. Cesaroni R., Walmsley C.M. OH maser models revisited // Astron. and Astrophys. V. 241. P. 537–550. 1991.
10. Nesterenok A. V. Modelling CH3 OH masers: Sobolev approximation and accelerated lambda iteration method // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 455. P. 3978–3985. 2016.

УДК 524.4 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.063

ВЛИЯНИЕ НЕРАЗРЕШЕННЫХ ДВОЙНЫХ НА ОЦЕНКУ МАССЫ РАССЕЯННОГО ЗВЕЗДНОГО СКОПЛЕНИЯ

Селезнев А.Ф.[1], БородинаО.И.[1],ДаниловВ.М.[1], Каррaро Дж.[2]
[1]УрФУ, г. Екатеринбург, Россия
[2]Университет Падуи, г. Падуя, Италия
anton.seleznev@urfu.ru

AN INFLUENCE OF UNRESOLVED BINARIES ON THE OPEN CLUSTER MASS ESTIMATE

Seleznev A.F.[1], BorodinaO.I.[1], DanilovV.M.[1], Carraro G.[2]
[1]UrFU, Ekaterinburg, Russia
Padova University, Padova, Italy

The presence of unresolved binaries has to be taken into account when estimating the open cluster mass from star counts. We use the luminosity functions of the open cluster NGC2099, obtained by means of star counts from 2MASS data, to evaluate a correction to the mass. The fraction of binaries is considered as independent of stellar magnitude. We take into account different assumptions about the component mass ratio distribution and discuss the increase of the cluster mass estimate due to binaries.

Когда масса скопления оценивается по функции светимости, полученной из звездных подсчетов, оценка массы без учета наличия неразрешенных двойных систем будет меньше реальной массы скопления. Это объясняется тем, что масса двойной звезды больше, чем масса одиночной звезды той же звездной величины. Причина в очень сильной зависимости светимости звезды от ее массы, $L \approx M^4$, где L – болометрическая светимость звезды в солнечных единицах, а M – ее масса в массах Солнца [1]. Если одиночная и двойная звезда имеют одинаковую звездную величину, то и светимости их тоже одинаковые: $L_s=L_1+L_2$ (индекс s обозначает одиночную звезду, а индексы 1 и 2 – главный и вторичный компоненты двойной звезды). Тогда, $M_s^4 = M_1^4 + M_2^4$. Рассмотрим

$$(M_1 + M_2)^4 - M_1^4 + M_2^4 + 4M_1M_2^3 + 6M_1^2M_2^2 + 4M_1^3M_2$$
$$- M_s^4 + 4M_1M_2^3 + 6M_1^2M_2^2 + 4M_1^3M_2$$

Так как все слагаемые положительны, то $(M_1 + M_2)^4 > M_s^4$ и $M_1 + M_2 > M_s$.

Для того чтобы определить, насколько надо увеличить массу скопления из-за наличия в нем неразрешенных двойных систем, надо знать долю двойных звезд в скоплении α и вид распределения величины отношения масс компонент двойной системы $q = M_2/M_1$. Мы предполагали, что доля двойных систем не зависит от звездной величины и рассматривали диапазон значений $\alpha \in [0.1; 0.9]$. Для распределения q мы рассматривали четыре разных моде-

ли. Первая – это случай равных масс компонент, вторая – плоское распределение. Третья модель – это Гауссово распределение с модой $\mu_q - 0.23$ и дисперсией $\sigma_q = 0.42$ [2]. В качестве четвертой модели было взято тоже Гауссово распределение, но с модой, сдвинутой в сторону 1, чтобы учесть результаты [3,4]: $\mu_q = 0.60$ и $\sigma_q = 0.42$.

Мы использовали квадратичную зависимость масса–светимость из работы [5]:

$$\log L = (-0.705 \pm 0.041)\log M^2 + (4.655 \pm 0.042)\log M - (0.025 \pm 0.010) \quad (1)$$

Далее, мы использовали функцию светимости $\varphi(J)$ скоплениеNGC 2099, полученную по звездным подсчетам (Seleznev A.F., Kulesh M.V., Nikiforova V.V., Borodina O.I. 2018, готовится к печати) на основе каталога 2MASS [6], чтобы оценить количество звезд в различных интервалах звездной величины. Ось звездных величин разбивалась на интервалы ΔJ, в каждом из которых рассчитывалось число звезд и число двойных среди них:

$$N = \int_J^{J+\Delta J} \varphi(J)dJ, \qquad N_b = \alpha \int_J^{J+\Delta J} \varphi(J)dJ \quad (2)$$

Эти числа округлялись до целых, ширина интервала подбиралась так, чтобы эти числа были больше нуля. Для каждого интервала звездной величины в дальнейшем использовалось среднее значение звездной величины *J*.

По этим звездным величинам с помощью таблиц изохрон [7] получались значения массы звезды в предположении, что все звезды являются одиночными, при этом использовались параметры NGC 2099 из [8]: логарифм возраста $\log t = 8.5$, избыток цвета $E(B-V) = 0.3$ величины, модуль расстояния $(m-M)_0 = 10.74$ величины. После этого с помощью формулы (1)по значению массы определялось значение светимости.

Для каждой двойной звезды записывалась система уравнений:

$$\begin{cases} L = L_1 + L_2 \\ \log L_1 = -0.705(\log M_1)^2 + 4.655\log M_1 - 0.025 \\ \log L_2 = -0.705(\log M_2)^2 + 4.655\log M_2 - 0.025 \\ q = M_2/M_1 \end{cases} \quad (3)$$

Значение *q* для каждой звезды получалось из распределения *q* с помощью метода Монте-Карло (Неймана). Система уравнений (3) преобразовывалась к одному уравнению, которое решалось методом последовательных приближений Ньютона.

Процедура повторялась для всех N_b двойных звезд из интервала звездной величины, в результате получалась масса всех двойных звезд в этом интервале. После повторения процедуры для всех интервалов звездной величины мы получали полную массу двойных звезд скопления M_b. Чтобы опреде-

лить массу скопления, нам необходимо было оценить массу одиночных звезд, число которых в каждом интервале звездной величины равно $N_s = N - N_b$. В результате мы получали массу скопления с учетом двойных звезд $M = M_b + M_s$.

На заключительном шаге мы сравнивали массу скопления с учетом двойных звезд M и массу скопления без учета двойных звезд M_{wob}. Последняя определяется так же, как M_s, но при этом все звезды скопления рассматриваются как одиночные. Отношение M/M_{wob} дает искомый поправочный коэффициент к массе скопления за счет учета двойных систем.

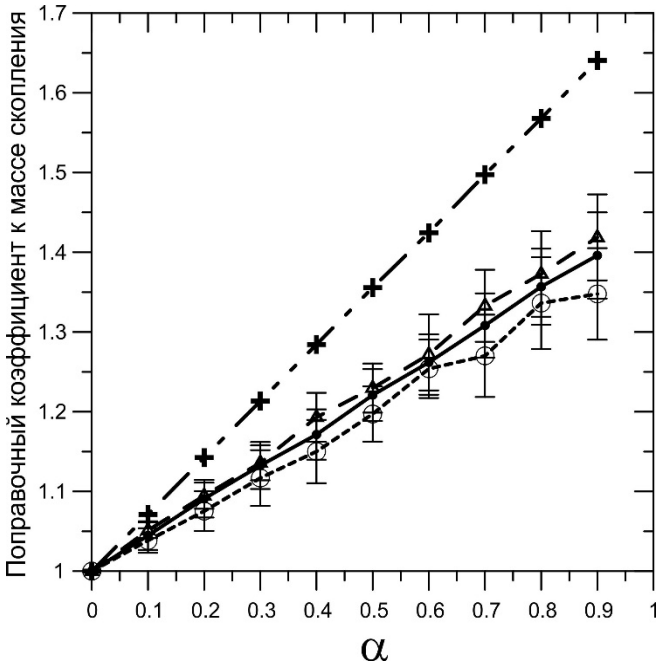


Рис. 1. Поправочный коэффициент к массе скопления в зависимости от доли двойных систем α при различных предположениях о распределении масс компонент двойных систем q. Крестики – случай равных масс, точки – плоское распределение, открытые кружки – гауссово распределение с максимумом при q=0.23, открытые треугольники – гауссово распределение с максимумом при q=0.60.

На Рис. 1 показана зависимость этого коэффициента от α при разных предположениях о распределении величины q. Значение ошибки определялось исходя из случайного характера величины q, для этого вся процедура повторялась 30 раз, после чего рассчитывались среднее значение и дисперсия поправочного коэффициента.

В Таблице 1 приводятся результаты линейной аппроксимации для зависимости поправочного коэффициента от α. Эти зависимости хорошо аппроксимируются прямыми, что подтверждается малыми значениями величины χ^2. Зависимости поправочных коэффициентов от α в случае «реалистичных» распределений величины q расположены близко друг к другу. Из Таблицы 1

и Рис.1 видно, что чем ближе мода распределения q к единице, тем больше значение поправочного коэффициента.

Наши результаты помогут оценивать полную массу скопления, содержащего неразрешенные двойные системы, в широких пределах значений доли двойных систем и при различных предположениях о распределении отношения масс компонент двойных систем.

Таблица 1. Линейная аппроксимация y=A+Bα зависимости поправочного коэффициента к массе скопления от доли двойных систем в скоплении.

Распределение q	A	B	χ^2
1	2	3	4
Равные массы компонент	1.000±0.000	0.711±0.001	$5.2\cdot10^{-6}$
Плоское распределение	1.000±0.002	0.441±0.003	$5.7\cdot10^{-5}$
Гауссово распределение с μ_q=0.23	0.997±0.006	0.403±0.011	$8.2\cdot10^{-4}$
Гауссово распределение с μ_q=0.60	1.001±0.003	0.464±0.005	$2.0\cdot10^{-4}$

Работа была проведена при финансовой поддержке государства в лице Министерства науки и высшего образования Российской Федерации(базовая часть гос. задания, РК № АААА-А17-117030310283-7), а также при финансовой поддержке постановления № 211 Правительства Российской Федерации, контракт № 02.A03.21.0006.

Литература

1. Кононович Э.В., Мороз В.И. Общий курс астрономии // М.: УРСС, 2001. С. 382.
2. Kouwenhoven M.B.N., Brown A.G.A., Goodwin S.P. et al. Exploring the consequences of pairing algorithms for binary stars // Astron. and Astrophys. V. 493. P. 979–1016. 2009.
3. Fisher J., Schroder K.-P., Smith R.C. What a local sample of spectroscopic binaries can tell us about the field binary population // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 361. P. 495–503. 2005.
4. Maxted P.F.L., Jeffries R.D., Oliveira J.M. et al. A survey for low-mass spectroscopic binary stars in the young clusters around σ Orionis and λ Orionis // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V.385. P. 2210–2224. 2008.
5. Eker Z., Soydugan F., Soydugan E. et al. Main-sequence effective temperatures from a revised mass-luminosity relation based on accurate properties // Astron. J. V. 149. Article id. 131. 2015.
6. Skrutskie M.F., Cutri R.M., Stiening R. et al. The Two Micron All Sky Survey (2MASS) // Astron. J. V. 131. P. 1163–1183. 2006.
7. Bressan A., Marigo P., Girardi L. et al. PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 427. P. 127–145. 2012.
8. Loktin A.V., Popova M.E. Updated version of the “homogeneous catalog of open cluster parameters” // Astrophys. Bull. V. 72. P. 257–265. 2017.

УДК 524.3 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.064

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ЗВЁЗД С ДЕФИЦИТОМ МЕТАЛЛОВ В ГАЛАКТИКЕ С УЛЬТРАНИЗКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТЬЮ COMA BERENICES КАК ИНДИКАТОР ОТДЕЛЬНЫХ ЭПИЗОДОВ НУКЛЕОСИНТЕЗА

Ситнова[1] Т.М., Машонкина[1] Л.И., Татарников[2] А.М., Возякова[2] О.В., Бурлак[2] М.А., Пахомов[1] Ю.В.

[1] ИНАСАН, Москва, Россия
[2] ГАИШ МГУ, Москва, Россия
sitnova@inasan.ru

CHEMICAL COMPOSITION OF METAL-POOR STARS IN COMA BERENICES ULTRA-FAINT DWARF AS A PROXY TO INDIVIDUAL CHEMICAL ENRICHMENT EVENTS

Sitnova[1] T.M., Mashonkina[1] L.I., Tatarnikov[2] A.M., Vozyakova[2] O.V., Burlak[2] M.A., Pakhomov[1] Yu.V.

[1] INASAN, Moscow, Russia
[2] SAI MSU, Moscow, Russia

We present NLTE abundances and atmospheric parameters for three metal-poor stars in Coma Berenices UFD, based on photometry from the 2.5-m telescope of the SAI MSU Caucasian observatory and spectra from the archive of the 10-m Keck telescope. Three stars show chemical abundance patterns that differ from each other and from those observed in MW halo stars of similar [Fe/H]. A spread of 0.65 dex in [Fe/H] is related rather to inhomogeneous mixing of interstellar medium than to an increase in [Fe/H] due to prolonged star formation.

Карликовая галактика с ультра-низкой поверхностной яркостью (UFD) Coma Berenices с $M_V = -3.7$, эффективным радиусом $r_{1/2} = 70$ пк [1] и звёздной массой 3700 M_{Sun} [2] – одна из самых маленьких галактик Местной группы. Из анализа диаграммы цвет–звёздная величина Belokurov et al. [1] установили, что ее звезды представляют однородное население с возрастом 12 млрд. лет и металличностью [Fe/H] = –2. По спектрам высокого разрешения для трёх ярчайших звёзд с $V \sim 18$ Frebel et al. [3] нашли ($-2.88 <$ [Fe/H] < -2.31) и заключили, что требуется больше данных, чтобы понять причину широкого диапазона [Fe/H]: является ли это следствием неоднородного перемешивания вещества межзвёздной среды или же постепенного роста металличности при продолжительном звездообразовании. Vargas et al. [4] увеличили статистику, проанализировав содержание Mg, Ca, Si, Ti и Fe у 10 звёзд на основе спектров среднего разрешения. Звёзды из [4] имеют $-3.38 <$ [Fe/H] < -2.12 и показывают разное отношение [α/Fe]: низкое с [α/Fe] ~ 0 у двух звёзд с [Fe/H] > –2.4 и высокое – от 0.3 до 0.9 dex у 8 звёзд с [Fe/H] < –2.4. В [4] сделан вывод, что низкое отношение [α/Fe] у звёзд с большей [Fe/H] связано с началом производства железа в SN Ia. Стоит отметить, что

идея о продолжительном звездообразовании маловероятна и не согласуется с результатами анализа диаграммы цвет-звёздная величина [1]. К тому же, гипотеза вклада SN Ia не объясняет чрезвычайно низкое содержание натрия – [Na/Fe] = –0.74 у звезды ComaBer S-1 [3]. В [4] не было определено содержание натрия.

Наша работа выполняется в рамках проекта по изучению химического состава звёзд в карликовых галактиках на основе единой методики определения параметров атмосфер и содержания химических элементов, описанной в [5], где нами были исследованы звёзды с дефицитом металлов ([Fe/H] < –1.5) в семи карликовых галактиках и гало Млечного Пути.

Эффективная температура $T_{эфф}$ получена по показателям цвета $V–I$, $V–K$, $V–J$ и соотношению цвет–$T_{эфф}$. Фотометрия получена на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ в ночи со стабильной экстинкцией, мониторинг которой ведёт астроклиматический комплекс КГО [6]. Наблюдения в полосах *BVRcIc* выполнены 16 и 19.04.2017 с использованием камеры NBI 4k×k4 производства Института Н. Бора. Предварительная обработка кадров заключалась в вычитании подложки, коррекции нелинейности и коррекции плоского поля. Звездные величины получены пакетом sextractor [7] с учётом апертурных поправок. Координаты объектов определены пакетом astrometry [8]. Измерения экстинкции и фотометрическая привязка выполнены по стандартам Ландольта [9], снятым в те же ночи. Уравнения трансформации в стандартную систему получены ранее по стандартам Ландольта [10]. Данные *JHK* фотометрии получены 18.02 и 27.04.2017 с использованием камеры ASTRONIRCAM [11] в режиме малых смещений телескопа между экспозициями. В каждом фильтре получено по 30 кадров в ночь с суммарным временем накопления около 900 с. Кадры корректировались за нелинейность, темновой ток и плоское поле. Фотометрия выполнялась в системе МКО, с последующей редукцией в 2MASS в соответствии с уравнениями из [12]. Основным стандартом была звезда GSPCP264-F из списка стандартов этой фотометрической системы [12], к которой привязывались относительно яркие звезды на кадре с исследуемым объектом, служившие опорными звездами при фотометрии каждого из объектов. Результаты приведены в Таблице 1. Для каждого фильтра ошибка звёздной величины не превышает нескольких сотых, а для каждой из звёзд $T_{эфф}$, полученные по разным цветам, согласуются в пределах 20 К. Ошибки каталога 2MASS слишком велики для наших объектов. Например, для ComaBerS1 K = 16.013 ± 0.286, что даёт ошибку 330 К для $T_{эфф}$ по цвету $V–K$.

Ускорение силы тяжести (lg g) вычислено на основе соотношения между lg g, M_V, болометрической поправкой, расстоянием (d = 44 кпк [1]), $T_{эфф}$ и массой, принятой равной 0.8 M_{Sun}. Для звёзд S1, S2 и S3 мы получили $T_{эфф}$/lg g/[Fe/H] = 4900/2.0/–2.08, 4875/1.95/–2.73 и 4785/1.70/–2.46. Для этих

же звёзд в [3] получены 4700/1.3/–2.31, 4600/1.4/–2.88 и 4600/1.0/–2.53, соответственно, на основе ЛТР анализа линий Fe I и Fe II.

Спектры высокого разрешения (R = 34000) взяты из архива телескопа Keck. Определено содержание Na, Mg, Ca, Ti, Fe, Ni, Sr и Ba с учётом отклонений от ЛТР. Результаты для трёх звёзд показаны на Рис. 1 вместе с содержанием для звезды гало HD 122563, которая имеет близкие параметры (4600/1.3/–2.6), и результатами расчётов нуклеосинтеза в SN II из [13]. Распределения для трёх звезд отличаются как друг от друга, так и от звезды сравнения. Звезда S1 выделяется аномально низким содержанием натрия и отсутствием избытка [α/Fe]. S2 и S3, напротив, показывают высокие избытки [α/Fe], например, [Mg/Fe] = 0.8 у S2, при том, что у звёзд с –3.5 < [Fe/H] < –2 в разных галактиках типичное отношение [Ca,Mg,Ti/Fe] = 0.3. Все три звезды показывают низкое содержание Sr и Ba. У звёзд гало Млечного Пути аномалии состава, в том числе и [α/Fe], встречаются, в основном, при [Fe/H] <–4 и объясняются единичными эпизодами нуклеосинтеза и неоднородностью перемешивания среды [13]. Мы попытались аппроксимировать полученное содержание элементов от Na до Ni с помощью расчётов нуклеосинтеза при взрывах массивных звёзд первого поколения из работы [13]. Аномальный химсостав звезды S1 в шкале содержания элементов относительно магния, где $[El/Mg] = \lg(N_{el}/N_{Mg})_{Star} - \lg(N_{el}/N_{Mg})_{Sun}$, хорошо воспроизводит модель с $M_{init} = 80\ M_{Sun}$, $E_{expl} = 10$ B и $f_{mix} = 0.1$. Однако чтобы воспроизвести распределение S1 в абсолютной шкале [El/H], необходимо не меньше четырёх таких взрывов. Полученное содержание для звёзд S2 и S3 невозможно описать каким-либо одним из имеющихся в расчётах [13] процессом. Однако большие избытки [α/Fe] свидетельствуют в пользу того, что было всего несколько событий, которые внесли вклад в обогащение этих звёзд тяжёлыми элементами.

Таблица 1. Звёздные величины в разных фильтрах, полученные на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ.

Звезда	*B*	*V*	*I*	*R*	*J*	*H*	*K*
ComaBer S1	18.920	18.164	17.678	17.197	16.514	15.996	15.955
ComaBer S2	18.375	17.572	17.058	16.552	16.407	15.885	15.834
ComaBer S3	18.854	18.099	17.608	17.115	15.818	15.272	15.213

Ревизия параметров и химического состава, основанная на новых наблюдениях и аккуратной методике расчёта спектральных линий, привела к переосмыслению истории формирования звёзд в галактике Coma Berenices. Полученные для трёх звёзд распределения содержания химических элементов отличаются как от типичного для звёзд Млечного Пути близкой металличности, так и друг от друга, свидетельствуя об отдельных эпизодах нуклеосинтеза. Достаточно широкий диапазон металличности, наблюдаемый в галактике Coma Berenices, скорее всего связан с неравномерным перемеши-

ванием межзвёздного вещества, а не с эволюционным приростом металличности в результате продолжительного звездообразования.

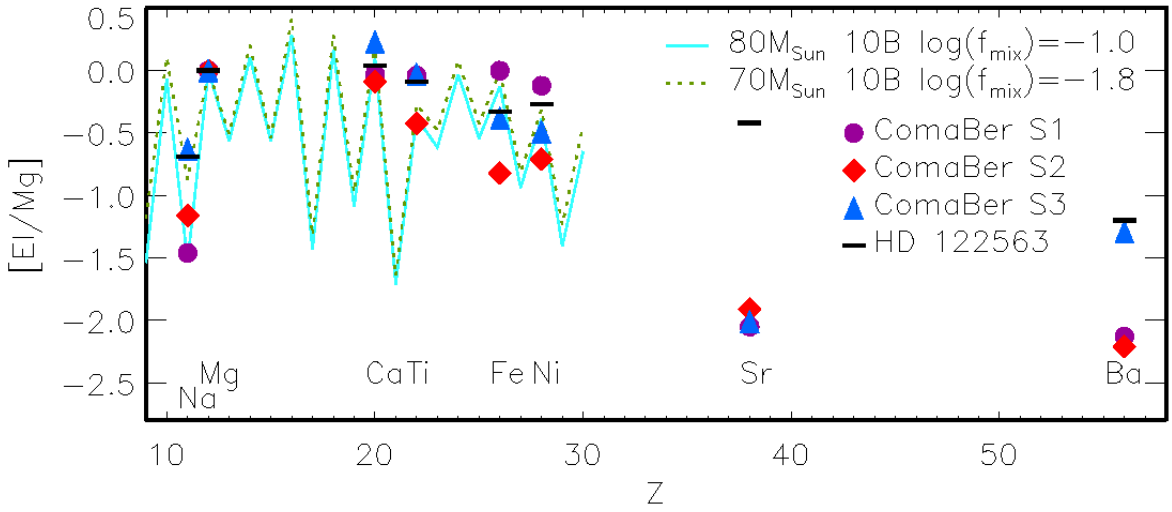


Рис.1. Полученное для трёх звёзд отношение содержания элементов относительно магния в зависимости от порядкового номера элемента показано вместе с данными для звезды гало HD 122563 и результатами расчётов [13] синтеза элементов в SN II.

Работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского университета. Авторы благодарны архиву телескопа Keck (C168Hr) и базе данных http://starfit.org/. Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН П-28.

Литература

1. Belokurov V., Zucker D.D., Ewans N.W. et al. Cats and dogs, hair and a hero: A quintet of new Milky Way companions // Astrophys. J. V. 654. P. 897. 2007.
2. McConnachie A.W. The observed properties of dwarf galaxies // Astron.J. v. 144. p. 4. 2012.
3. Frebel A., Simon J.D., Geha M., Willman B. High-resolution spectroscopy of EMP stars // Astrophys. J. V. 708 P. 560. 2010.
4. Vargas L.C., Geha M., Kirby E.N., Simon J.D. The distribution of Alpha elements in UFD // Astrophys. J. V. 767. P. 134. 2013.
5. Mashonkina L., Jablonka P., Sitnova T. et al. The formation of the MW halo and its satellites //Astron. and Astrophys. V. 608. Article id. A89. 2017.
6. Kornilov V., Safonov B., Kornilov M. et al. Study on atmospheric optical turbulence above Mt. Shatdzhatmaz in 2007–2013 // Publ.Astron.Soc.Pacific. V.126. P.482. 2014.
7. Bertin E., Arnouts S. Software for source extraction // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. V. 317. P. 393. 1996.
8. Lang D., Hogg D., Mierle K. et al. Blind astrometric calibration of arbitrary astronomical images // Astron. J. V. 139. P. 1782. 2010.
9. Landolt A.U. *UBVRI* photometric standard stars // Astron. J. V. 146. P. 41. 2013.
10. Clem J.L., Landolt A.U. Faint *UBVRI* standard star fields // Astron. J. V. 146. P.19. 2013.

11. Nadjip A.E., Tatarnikov A.M., Toomey D.W. et al. ASTRONIRCAM – The infrared camera-spectrograph for the 2.5-m telescope of SAI Caucasian observatory // Astrophys. Bull. V. 72. C. 340. 2017.
12. Legget S.K., Currie M.J., Varricatt W.P. et al. *JHK* observations of faint standard stars // Monthly Notices Roy. Astron. Soc., V. 373. P. 781. 2006.
13. Heger A., Woosley S.E. Nucleosynthesis and evolution of massive metal-free stars // Astrophys. J. V. 724. P. 341. 2010.

УДК 524.5, 524.7 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.065

ПАРАМЕТРЫ МЕЖЗВЕЗДНОГО ВЕЩЕСТВА И КИНЕМАТИКА ОБЛАСТЕЙ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В ГАЛАКТИКАХ NGC 628, NGC 2976, NGC 3351

Смирнова[1] К.И., Вибе[2] Д.З.
[1]*УрФУ, г.Екатеринбург, Россия*
[2]*ИНАСАН, Москва, Россия*
arashu@rambler.ru

PARAMETERS OF INTERSTELLAR MEDIUM AND KINEMATICS OF STAR FORMING REGIONS IN THE GALAXIES NGC 628, NGC 2976, NGC 3351

Smirnova[1] K.I., Wiebe[2] D.S.
[1] *Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia*
[2] *Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The most important element in the evolution of the interstellar medium is the star formation. In this work, we relate the local indicators of SF in the infrared and optical range (emission in photometric bands of 8 and 24 μm, emission in the Hα line) to the kinematics of the star forming regions (SFRs) determined from the emission in the CO line for SFRs in three galaxies: NGC 628, NGC 2976 and NGC 3351. For these galaxies, archival observational data are available in the Hα line. A correlation between the Hα flux and the parameters characterizing the radiation intensity is revealed. We estimate the velocity scatter in the SFRs relying upon the CO line. In particular, we were able to confirm the Larson's relation between the spatial scale and velocity dispersion that can be traced up to hundreds of parsecs.

Звездообразование является одним из важнейших и изучаемых процессов в астрофизике, поскольку оно в значительной степени определяет эволюцию как межзвездной среды (МЗС), так и галактик в целом. Прямые определения темпа звездообразования (ЗО) методом звездных подсчетов возможны только в нашей Галактике и ближайших к ней системах. В остальных случаях приходится пользоваться косвенными индикаторами, позволяющими оценивать мгновенный темп ЗО как в целых галактиках, так и в отдельных областях ЗО. Индикаторы ЗО присутствуют в различных диапазонах. Долгое время использовались, главным образом, оптический и ультрафиолетовый диапазоны [1], но их надежность сильно зависит от количества поглощающей пыли в исследуемой области или галактике, поэтому сейчас так же активно используются индикаторы в ИК-диапазоне [2–4].

В работе [5] мы акцентировали внимание на ИК-данных и исследовали области ЗО с точки зрения значений потоков на 8 и 24 мкм. В данной работе мы дополняем исследуемые данные еще одним индикатором ЗО – линией Hα. Для этой цели мы использовали три галактики разных морфологических типов: NGC 628, NGC 2976 и NGC 3351. В них выделено порядка 100 областей ЗО. Рассмотрены следующие диапазоны: ИК (8 мкм и 24 мкм – обзор

SINGS; 70, 100 и 160 мкм – KINGFISH) и радио (линия 21 см – обзор THINGS, линия CO – HERACLES). Данные в линии Hα были получены на 2.3-м телескопе BOK обсерватории Steward. Для определения параметров поля излучения в рассматриваемых ОЗО использована модель Дрейна и Ли [6]. С ее помощью оценены минимальная интенсивность поля излучения $U_{\min}$ и массовая доля γ пыли, освещенной более интенсивным излучением. Для определения разброса скоростей в рассматриваемых ОЗО использована линия CO.

Излучение в линии Hα хорошо коррелирует как с эмиссией в линии CO, так и с излучением на длине волны 8 мкм. В работе [5] мы говорили, что потоки в линии CO и на 8 мкм хорошо коррелируют между собой и это может быть связано с тем, что при повышенной интенсивности излучения происходит одновременное разрушение полициклических ароматических углеводородов (ПАУ), отвечающих за излучение на 8 мкм, так и молекул CO. Здесь же мы можем сказать, что много ионизованного вещества наблюдается в областях, в которых много и ПАУ, и молекулярного газа.

На Рис. 2 мы видим корреляцию потока в линии CO и минимального поля излучения, полученного из модели Дрейна и Ли. Можно сделать вывод, что основной вклад в ионизационное излучение вносит именно общее излучение звезд.

Вычислив разброс скоростей в областях ОЗО, мы также смогли подтвердить, что соотношение Ларсона между дисперсией скоростей и размером области ЗО прослеживается до размеров в сотни пк.

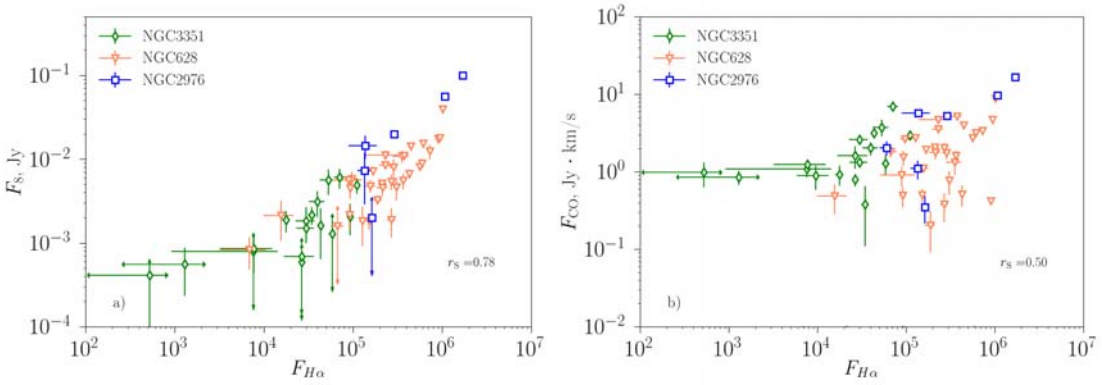


Рис. 1. Корреляция потока в линии Hα с потоком на 8 мкм (a) и потоком в линии CO (b). Зелеными ромбами обозначена галактика NGC 3351, синими квадратами – NGC 2976 и коралловыми перевернутыми треугольниками —NGC 628. В правом нижнем углу приведен коэффициент ранговой корреляции Спирмена.

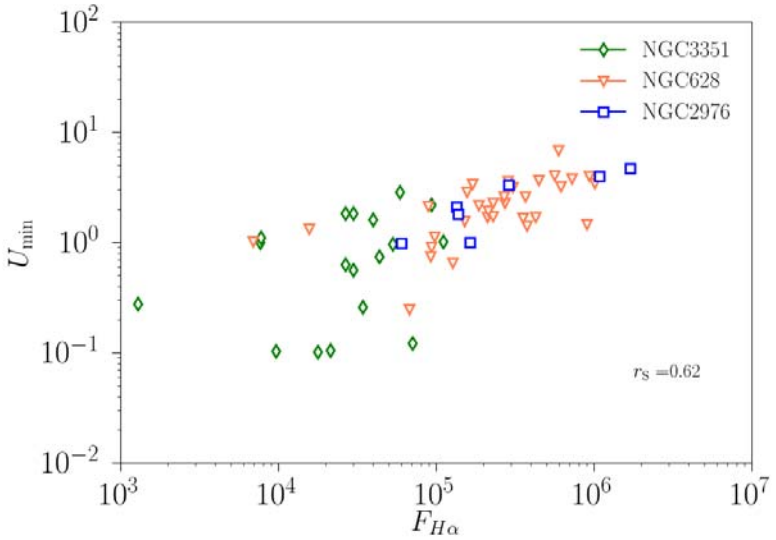


Рис. 2. Корреляция потока в линии Hα с минимальным полем излучения U_{min}. Зелеными ромбами обозначена галактика NGC 3351, синими квадратами – NGC 2976 и коралловыми перевернутыми треугольниками – NGC 628. В правом нижнем углу приведен коэффициент ранговой корреляции Спирмена.

Литература

1. Donas J., Deharveng J. M. Ultraviolet luminosities and colors of spiral and irregular galaxies – The present-day star formation rate // Astron. and Astrophys. V. 140. P. 325–333. 1984.
2. Calzetti D., Kennicutt R.C., Engelbracht C.W. et al. The calibration of mid-infrared star formation rate indicators // Astrophys. J. V. 666. P. 870–895. 2007.
3. Calzetti D., Wu S.-Y., Hong S. et al. The calibration of monochromatic far-infrared star formation rate indicators // Astrophys. J. V. 714. P. 1256–1279. 2010.
4. Calzetti D. Polycyclic aromatic hydrocarbons as star formation rate indicators // EAS Publications Series. V. 46. No. 2. P. 133–141. 2011.
5. Smirnova K.I., Murga M.S., Wiebe D.S., Sobolev A.M. Relation between the parameters of dust and of molecular and atomic gas in extragalactic star-forming regions // Astronomy Reports, V. 61. P. 646–662. 2017.
6. Draine B.T., Li A. Infrared emission from interstellar dust. IV. The silicate-graphite-PAH model in the Post-Spitzer Era // Astrophys. J. V. 657. P. 810–837. 2007.

УДК 524.5 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.066

ВЛИЯНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ МЕЛКОМАСШТАБНОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЫЛИ НА ХИМИЧЕСКУЮ ЭВОЛЮЦИЮ МЕЖЗВЕЗДНОЙ ДИФФУЗНОЙ СРЕДЫ

Соколова[1,2] В.А., Васюнин[1,2] А.И., Островский[1] А.Б., Парфенов[1] С.Ю.
[1]УрФУ, г.Екатеринбург, Россия
[2]Ventspils University College, VIRAC, Вентспилс, Латвия
sokolova.valeriie@gmail.com

IMPACT OF THE SMALL-SCALE SPATIAL DISTRIBUTION OF DUST PARTICLES ON THE CHEMICAL EVOLUTION OF DIFFUSE INTERSTELLAR MEDIUM

Sokolova[1,2] V.A., Vasyunin[1,2] A.I., Ostrovskii[1] A.B., Parfenov[1] S.Yu.
[1]UrFU, Yekaterinburg, Russia
[2]Ventspils University College, VIRAC, Ventspils, Latvia,

We analyze the effect of gas-dust clumps, possibly formed in the interstellar medium due to instability, on the chemical evolution of diffuse interstellar medium. We model the diffuse medium with common physical properties (n = 100 cm^{-3}, T=100 K, A_v=1). In the model with clumps, the conversion timescale of atomic hydrogen into molecular hydrogen is an order of magnitude smaller than in standard model. Furthermore, the "clumpy" model shows higher abundances of some molecules than the standard model, and there are no molecules with abundances showing worse agreement with observational data in the clumpy model than in the standard model.

Исследование атомарных и молекулярных диффузных облаков представляет большой интерес, поскольку их физическое и химическое состояние определяет начальные условия, при которых начинается процесс звездообразования [1]. Современные знания о физических и химических процессах, происходящих в диффузных облаках, весьма неоднозначны, хотя в целом считается, что для такой среды характерны относительно высокие температуры (30–100 К), низкие плотности (60–100 $см^{-3}$), а также среда является проницаемой для межзвездного излучения: экстинкция не превышает порядка 1^m.

Одной из важных проблем в изучении диффузной среды является задача формирования молекулярного водорода (то есть формирования молекулярных облаков) и объяснения его наблюдаемых концентраций в среде. Наблюдения показывают, что в диффузных облаках присутствует ряд молекул, обилия которых превышают предсказанные модельные значения, и их наблюдаемые обилия более характерны для холодной плотной среды. Известные физико-химические модели диффузных облаков сталкиваются с затруднениями при объяснении наблюдаемых концентраций молекул, а также скорости конверсии H в H_2 (например, [2]).

В работе [3] была предложена теоретическая модель, предполагающая существование в диффузной среде особого вида неизвестной ранее неустойчивости (ионная экранировка, или “ion shadowing force”), приводящей к неоднородному на малых пространственных масштабах (меньше 30 а.е.) распределению пыли по объему облаков. На Рис. 1 представлено схематическое изображение клампов в среде.

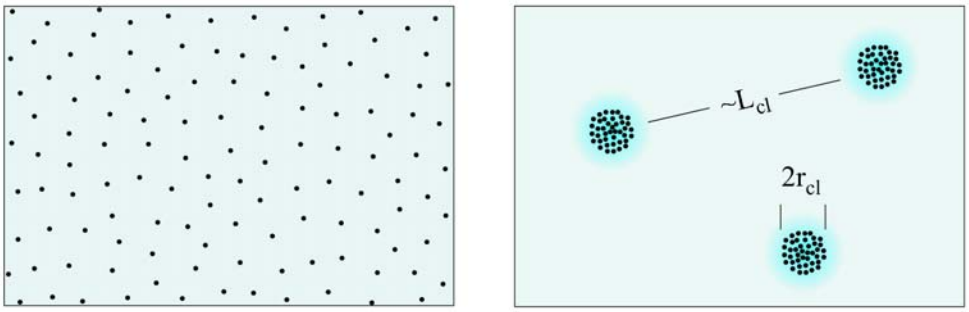


Рис. 1. Неоднородная структура межзвездной среды, содержащая малые по размеру газо-пылевые облака (клампы). Здесь L_{cl} – среднее расстояние между клампами, r_{cl} – средний характерный радиус клампа.

Нами рассматриваются физические свойства диффузной среды, включающей в себя “клампы” – маленькие холодные газо-пылевые облака, предположительно сформированные с помощью указанной ранее неустойчивости, плотность среды в которых выше окружающей и температура газа равна температуре пыли, а также проводится анализ возможного влияния таких облаков на химическую эволюцию диффузной межзвездной среды.

В рамках решаемой задачи мы провели моделирование диффузной среды с характерными для нее физическими характеристиками: плотность – 100 см$^{-3}$, температура – 100 К, A_v=1 [4]. Параметры клампов, используемые нами при моделировании, были получены, исходя из постоянного отношения полного объема, занимаемого клампами (V_c), к объему диффузной среды $V_c/V = 10^{-6}$.

В модели, включающей в себя газо-пылевые сгустки, одиночный кламп может быть непрозрачным для излучения в УФ и оптическом диапазонах (Рис. 2а), но при этом остается прозрачным для ИК-излучения. По мере увеличения клампов прозрачность среды в новой модели в целом увеличивается и может быть выше, чем в среде с равномерным распределением пыли (Рис. 2б).

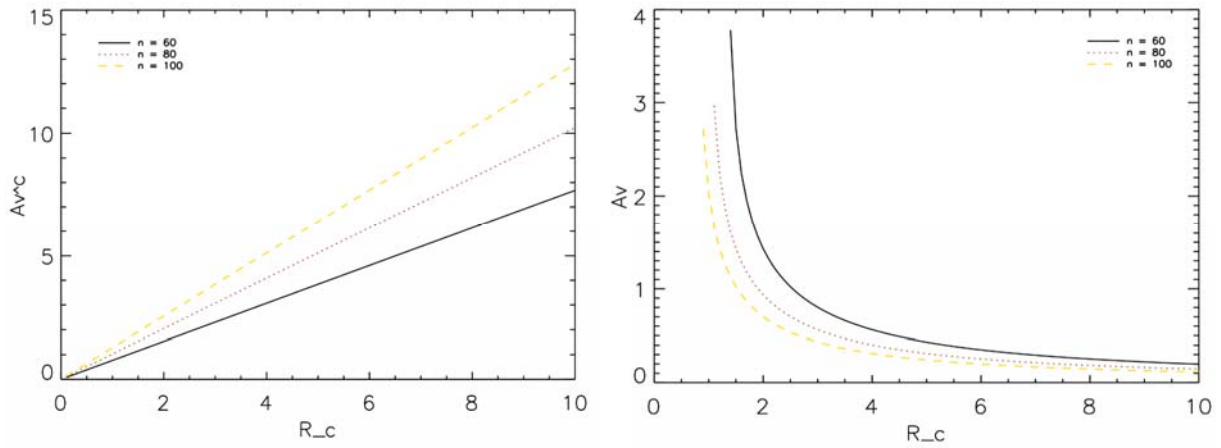


Рис 2. (а) Среднее значение поглощения излучения для отдельного клампа A_v^c и (б) среднее значение поглощения излучения для всей среды с клампами A_v в зависимости от типичного радиуса пылевого клампа R_c (в а.е.) в модели диффузной среды с клампами для различных значений плотности газа в диффузной среде, n_p (значения плотности в легенде даны в см$^{-3}$).

В новой модели с клампами H_2 образуется на порядок быстрее и достигает максимального содержания раньше, чем в стандартной модели (Рис. 3). Таким образом, модель с клампами лучше согласуется с предположением о быстром по времени (1–2 млн. лет) эволюционном переходе от диффузного облака к молекулярному в стационарном состоянии [5].

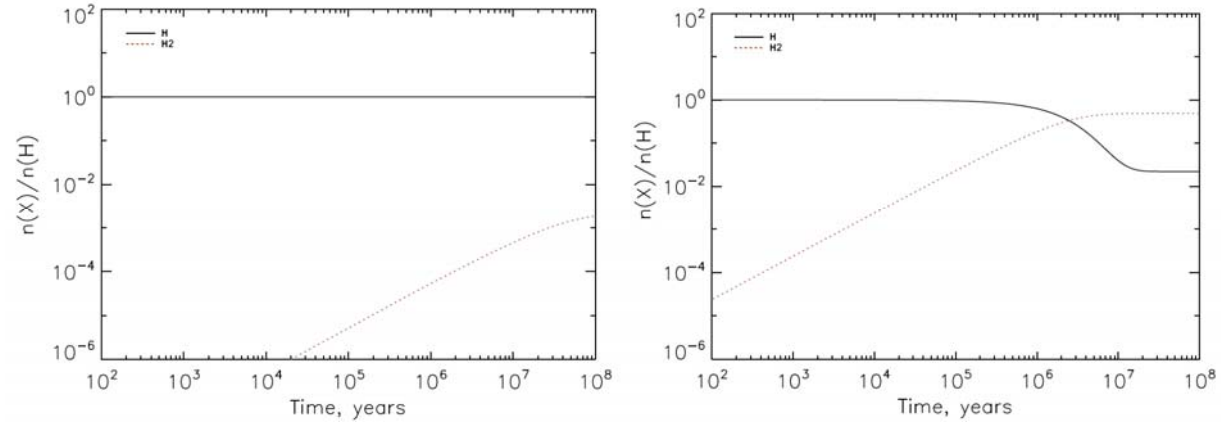


Рис 3. Изменение величин обилий атомарного и молекулярного водорода от времени для усредненной модели диффузной среды без клампов (слева) и с клампами, R_c = 1 AU (справа). Время эволюции: от 0 до 10^8 лет.

В целом, относительные обилия молекул в новой модели намного больше, чем в модели без клампов: для некоторых молекул (например, H_3+ и HF) разница может превышать 3–4 порядка по величине. При этом в новой модели нет молекул, чьи обилия стали хуже согласовываться с данными наблюдений по сравнению со стандартной моделью.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-32-00645.

Литература

1. Snow T.P., McCall B.J. Diffuse atomic and molecular clouds // Ann. Revue Astron. and Astrophys. V. 44. P. 367–414. 2006.
2. Cazaux S., Tielens A.G.G.M. H_2 formation on grain surfaces // Astrophys. J. V. 604. P. 222–237. 2004.
3. Tsytovich V.N., Ivlev A.V., Burkert A., Morfill G.E. Compact dusty clouds in a cosmic environment // Astrophys. J. V. 780. P. 131. 2014.
4. Yamamoto S. Introduction to astrochemistry. Chemical evolution from interstellar clouds to star and planet formation. // Tokyo : Springer Japan. 286 p. 2017.
5. Hartmann L., Ballesteros-Paredes J., Bergin E.A. Rapid formation of molecular clouds and stars in the solar neighborhood // Astrophys. J. V. 562. P. 852–868. 2001.

УДК 520.3 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.067

ТЕМПЕРАТУРНАЯ КАЛИБРОВКА ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА *J–K* и *H–K* ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ КАМЕРЫ ASTRONIRCAM ДЛЯ МОДЕЛЕЙ ЗВЕЗД КУРУЦА

Татарников А.М., Волошина А.С.
ГАИШ МГУ, г.Москва, Россия
andrew@sai.msu.ru

T_{EFF} – NIR *J–K* AND *H–K*COLOR INDICES CALIBRATION FOR KURUCZ MODEL PHOTOSPHERES IN THE ASTRONIRCAM PHOTOMETRIC SYSTEM

Tatarnikov A.M., Voloshina A.S.
SAI MSU, Moscow, Russia

We present temperature versus color calibrations for Kurucz model photospheres in the ASTRONIRCAM photometric system. The dependences of the J-K and H-K color indices on [Fe/H] and log g are provided.

Для определения эффективных температур звезд достаточно широко применяется метод инфракрасных потоков (infrared flux method, IRTF), предложенный в [1–3]. Однако этот метод не очень хорошо подходит для массовых обзоров. В последнем случае удобнее пользоваться показателями цвета. На точность определения температуры в этом случае, помимо обычных наблюдательных факторов, влияет учет (или неучет) химического состава и светимости звезд. Для проведения подобных и других работ (например, при анализе химического состава звезд) применяются калибровки зависимости показателей цвета (например, *B–V* или *V–K*) от $T_{\rm eff}$ с учетом химического состава и lg *g* (см. например калибровку в [4] для F–K звезд).

Значительное различие центральных длин волн фильтров *V* и *K* в работе [4] дало возможность получить хорошую зависимость показателя цвета от температуры и снизить требования к точности фотометрических данных – ошибка в показателе ±0.1 mag дает погрешность температуры до 200 K. Однако сильная зависимость используемых показателей цвета от закона и величины межзвездного покраснения и использование данных фотометрии, полученных на разных инструментах в разное время, может дополнительно снизить точность определения $T_{\rm eff}$.

В нашей работе мы исследуем зависимость показателей цвета *J–K* и *H–K* фотометрической системы новой ИК-камеры ASTRONIRCAM от величины $T_{\rm eff}$ и чувствительность этих показателей к классу светимости и металличности звезд.

Камера-спектрограф ASTRONIRCAM (The ASTROnomical NearInfraRed CAMera) установлена в фокусе Несмита 2.5-м телескопа обсерватории КГО ГАИШ МГУ. При работе в фотометрическом режиме камера позволяет по-

лучать снимки неба угловым размером 4.6' в различных фильтрах, в том числе в фильтрах *JHK* фотометрической системы МКО. Общая конструкция камеры, оптическая схема, параметры детектора (Hawaii-2RG), схемы регистрации и цветовые уравнения, связывающие инструментальную и стандартную фотометрические системы, описаны в [5].

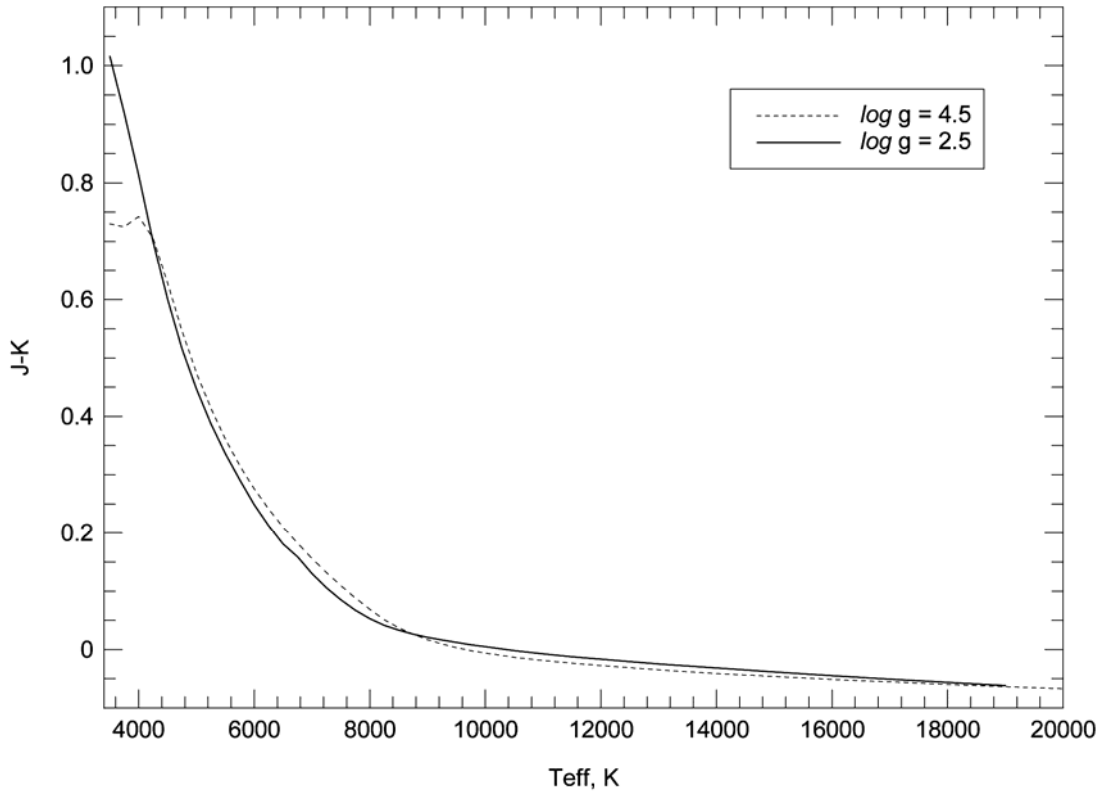


Рис. 1. Зависимость показателя цвета *J–K* от температуры для [Fe/H]=0.0.

Показатели цвета вычислялись путем свертки кривых распределения энергии моделей Куруца [6] с кривыми пропускания фильтров ASTRONIRCAM [7]. Кривая чувствительности детектора в пределах полосы пропускания фильтра считалась «плоской» (что вполне обосновано, так как используемые фильтры достаточно узкие – $\Delta\lambda/\lambda \leq 1/6$). Для перевода в звездные величины использовалась калибровка [8].

На Рис. 1 показана зависимость показателя цвета *J–K* от температуры для солнечной металличности и двух значений lg g=2.5 и lg g=4.5. Хорошо видно, что показатель *J–K* можно использовать для определения температуры лишь для звезд с $T_{\rm eff} < 8000$ K. Для более горячих атмосфер зависимость *J–K* от температуры становится более слабой. При этом для холодных звезд с $T_{\rm eff} < 4200$ K этот показатель цвета позволяет оценить и lg g. В диапазоне температур 4200 K – 8000 K неопределенность в lg g несколько понижает точность определения $T_{\rm eff}$. Для диапазона lg g=2.5–4.5 изменение температуры для фиксированного показателя цвета составляет ~200 K.

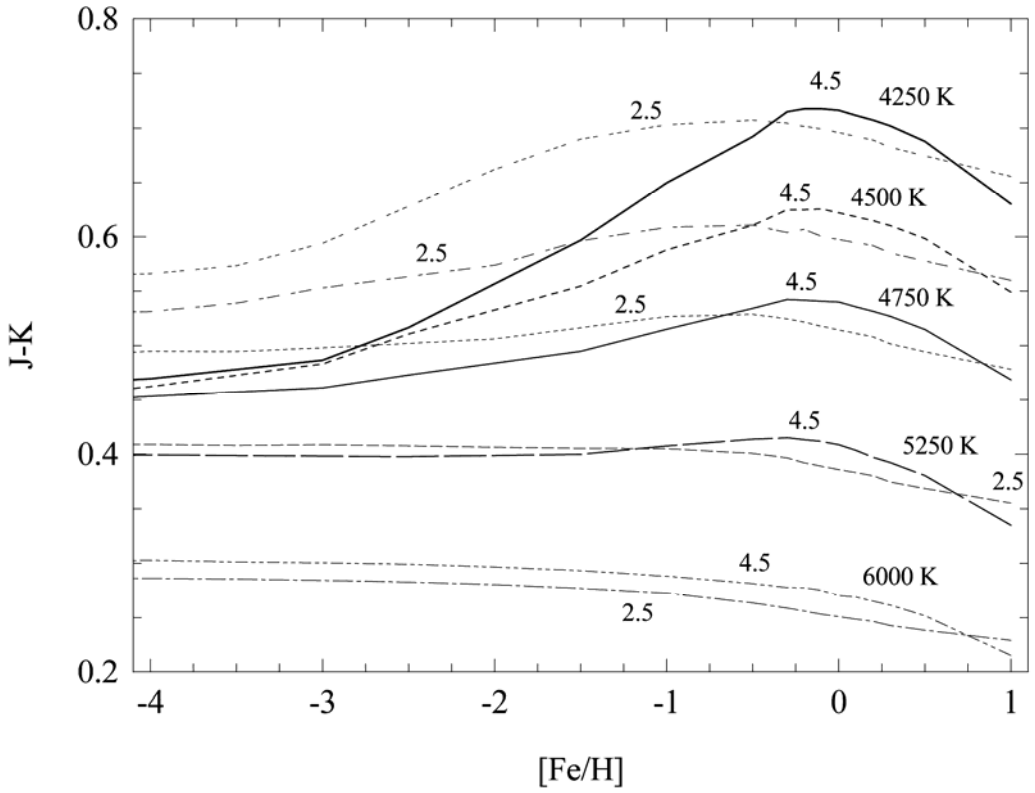


Рис. 2. Зависимость показателя цвета *J–K* от металличности [Fe/H] для двух значений lg *g* = 2.5 и lg *g* = 4.5.

Зависимость показателя цвета *J–K* от металличности для холодных звезд при двух значениях lg *g* = 2.5 и lg *g* = 4.5 показана на рис. 2. Видно, что для моделей атмосфер с lg *g* = 4.5 и $T_{\text{eff}} < 5000$ K эта зависимость существенная и ее надо учитывать при определении T_{eff}. Для звезд с низким значением lg g зависимость *J–K* от [Fe/H] более плоская и для достаточно широкого диапазона значений [Fe/H] ее можно не учитывать. Однако для холодных звезд и для [Fe/H]>0 неучет влияния класса светимости снижает точность.

Диапазон изменения показателя цвета *H–K* меньше диапазона изменения показателя *J–K* – при изменении температуры с 3500 до 5000 K показатель *H–K* меняется лишь на 0.2 и начинает терять чувствительность к T_{eff} раньше, чем *J–K* (см. рис. 3). По этой причине он хуже подходит для определения температуры.

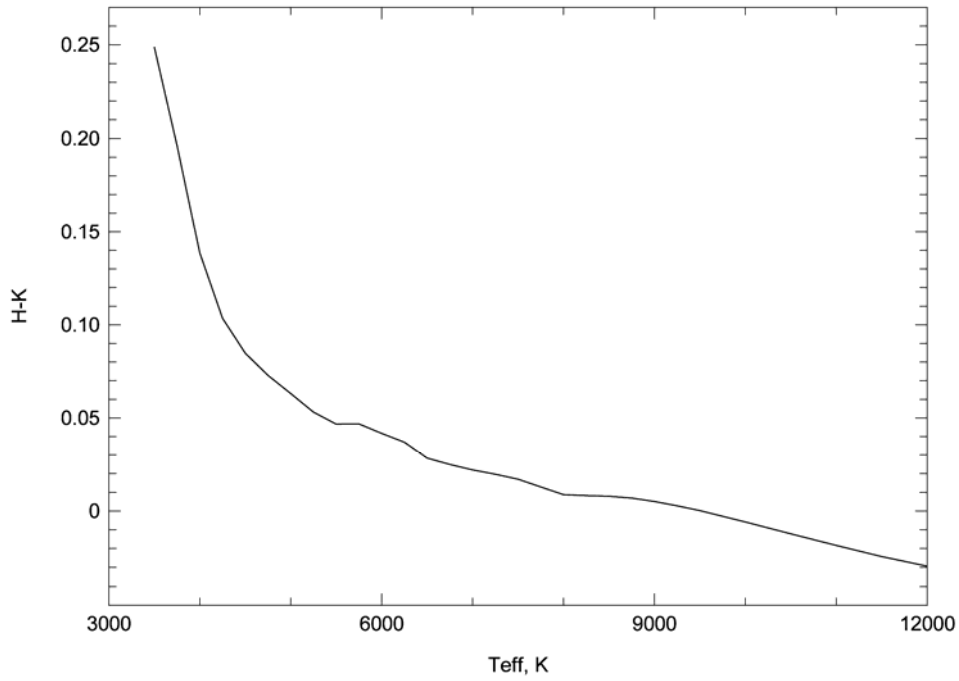


Рис. 3. Зависимость показателя цвета H–K от температуры для [Fe/H]=0.0 и lg g=2.5.

Работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского университета.

Литература

1. Blackwell D.E., Shallis M.J. Stellar angular diameters from infrared photometry. Application to Arcturus and other stars; with effective temperatures // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 180. P. 177–191. 1977.
2. Blackwell D.E., Shallis M.J. The infrared flux method for determining stellar angular diameters and effective temperatures // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V.188, P. 847–862. 1979
3. Ramirez I., Melendez J. The effective temperatures scale of FGK stars. I. Determination of temperatures and angular diameters with the infrared flux method // Astrophys. J. V. 626. P. 446–464. 2005.
4. Ramirez I., Melendez J. The effective temperatures scale of FGK stars. II. $T_{\rm eff}$: Color:[Fe/H] calibrations // Astrophys. J. V. 626. P. 465–485. 2005.
5. Наджип А.Э., Татарников А.М., Туми Д.У. и др. ASTRONIRCAM – инфракрасная камера-спектрограф 2.5-м телескопа КГО ГАИШ // Астрофиз. бюлл. Т. 72. С.382–398. 2017
6. http://www.stsci.edu/hst/observatory/crds/k93models.htm
7. http://lnfm1.sai.msu.ru/kgo/instruments/filters/KGO_FILTER_DATA.html
8. Tokunaga A.T., Vacca W.D. The Mauna Kea Observatories Near-Infrared Filter Set. III. Isophotal Wavelengths and Absolute Calibration // Publ. Astron. Soc. Pacific. V. 117. P. 421–426. 2005.

УДК 520.3 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.068

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЦВЕТОВЫХ УРАВНЕНИЙ ТРАНСФОРМАЦИИ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН ИЗ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ 2MASS В СИСТЕМУ МКО ИК-КАМЕРЫ ASTRONIRCAM

Татарников А.М., Татарников А.А.
ГАИШ МГУ, г.Москва, Россия
andrew@sai.msu.ru

THE ASTRONIRCAM MKO PHOTOMETRIC SYSTEM: CALIBRATION FROM 2MASS

Tatarnikov A.M., Tatarnikov A.A.
SAI MSU, Moscow, Russia

We present transformation coefficients to convert JHK magnitudes and colors between the Two Micron All-Sky Survey (2MASS) photometric system and the MKO system used in the infrared camera ASTRONIRCAM of 2.5-m telescope (Caucasus Mountain Observatory, SAI MSU). Stars in fields around primary standards of the MKO system that have 2MASS magnitudes are used.

ИК-камера ASTRONIRCAM, установленная на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ, в фотометрическом режиме работы позволяет получать прямые снимки неба в фильтрах *J*, *H*, *K* стандартной фотометрической системы МКО [1]. Возможность получения точных фотометрических данных зависит, в том числе, от наличия в поле зрения стандартных звезд. Число таких звезд в системе МКО невелико (в роли первичных стандартов выступают около 100 звезд [2]), и они не попадают в поле зрения камеры (4.6') при обычных наблюдениях. При этом на изображении присутствуют звезды, блеск которых был определен в ходе обзора 2MASS и которые могли бы быть использованы в качестве звезд сравнения. Для трансформации звездных величин из системы 2MASS в МКО используют цветовые уравнения из работы [2]. Эти уравнения были определены по группе первичных стандартов.

Цель нашей работы – исследование возможности повышения точности и надежности трансформации между системами путем увеличения количества звезд, использующихся для построения цветовых уравнений, и определение новых коэффициентов уравнений, связывающих системы 2MASS и МКО.

В работе [2] для определения уравнений, связывающих разные фотометрические системы с МКО, было использовано 84 звезды. Уравнения задаются в виде $\Delta mag=B*c.i.+A$, где Δmag — разность звездных величин в двух фотометрических системах, *c.i.* — показатель цвета, а A и B — коэффициенты.

Использование для определения коэффициентов трансформации звезд – первичных стандартов, как это было сделано в [2], имеет очевидные пре-

имущества: их звездные величины известны с высокой точностью, они проверены на отсутствие переменности, их блеск находится в удобном для наблюдений диапазоне, что позволяет проводить фотометрию с достаточной точностью. Однако есть и ряд недостатков: малое число звезд, доступных для точной фотометрии в средних широтах, небольшой диапазон изменения показателя цвета (~2^m), что снижает достоверность определения цветовой поправки.

В нашей работе используются снимки ближайших окрестностей (диаметром ~5') первичных стандартов системы МКО, полученные с камерой ASTRONIRCAM на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ. Наблюдения проводились в основном для определения уравнений связи инструментальной фотометрической системы со стандартной системой МКО в фотометрически ясные ночи в 2016–2017 г. и для фотометрических привязок отдельных вторичных стандартов в ходе регулярных наблюдений с камерой в 2018 г. Все кадры получены в режиме dithering (малые смещения центра поля зрения между отдельными кадрами) со временем накопления 6–30 сек.

Использовался следующий алгоритм обработки кадров:

1) первичная редукция данных (коррекция данных плохих пикселов, коррекция за нелинейность и учет «плоского поля»);

2) отождествление звезд в поле зрения каждого кадра с помощью программы astrometry.net [3];

3) фотометрия всех звезд на кадре с помощью пакета photutils [4], инструментальная система камеры очень близка к стандартной (см. раздел 8 в [1]), редукция из нее в систему МКО проводится по уравнениям из [1].

4) запрос данных каталога 2MASS для звезд поля (модуль Vizier [5]);

5) проведение кросс-идентификации измеренных звезд и звезд из каталога 2MASS с помощью модуля WCS пакета astropy [6].

Для определения коэффициентов связи звездных величин фотометрических систем использовались звезды, у которых блеск лежит в диапазоне 10–15 mag, ошибка определения среднего блеска не превышает 0.03 mag и отсутствует передержка. Таким образом, при использовании наблюдений 30 первичных стандартов для определения коэффициентов связи фотометрических систем использовалось около 150 звезд. Дальнейшее расширение списка наблюдаемых в КГО первичных стандартов позволит еще увеличить это число.

На Рис. 1 представлены зависимости разностей звездных величин фотометрических систем 2MASS и МКО от показателей цвета. В таблице 1 приведены соответствующие коэффициенты уравнений связи этих двух систем. Значения коэффициентов в пределах ошибок совпадают с данными из работы [2]. Видно, что нуль-пункт систем в фильтрах *JK* совпадает достаточно хорошо, а в фильтре *H* он смещен на ~0.03 mag. Относительно большие ко-

эффициенты при показателях цвета требуют обязательного учета цветовых поправок при трансформации из одной системы в другую.

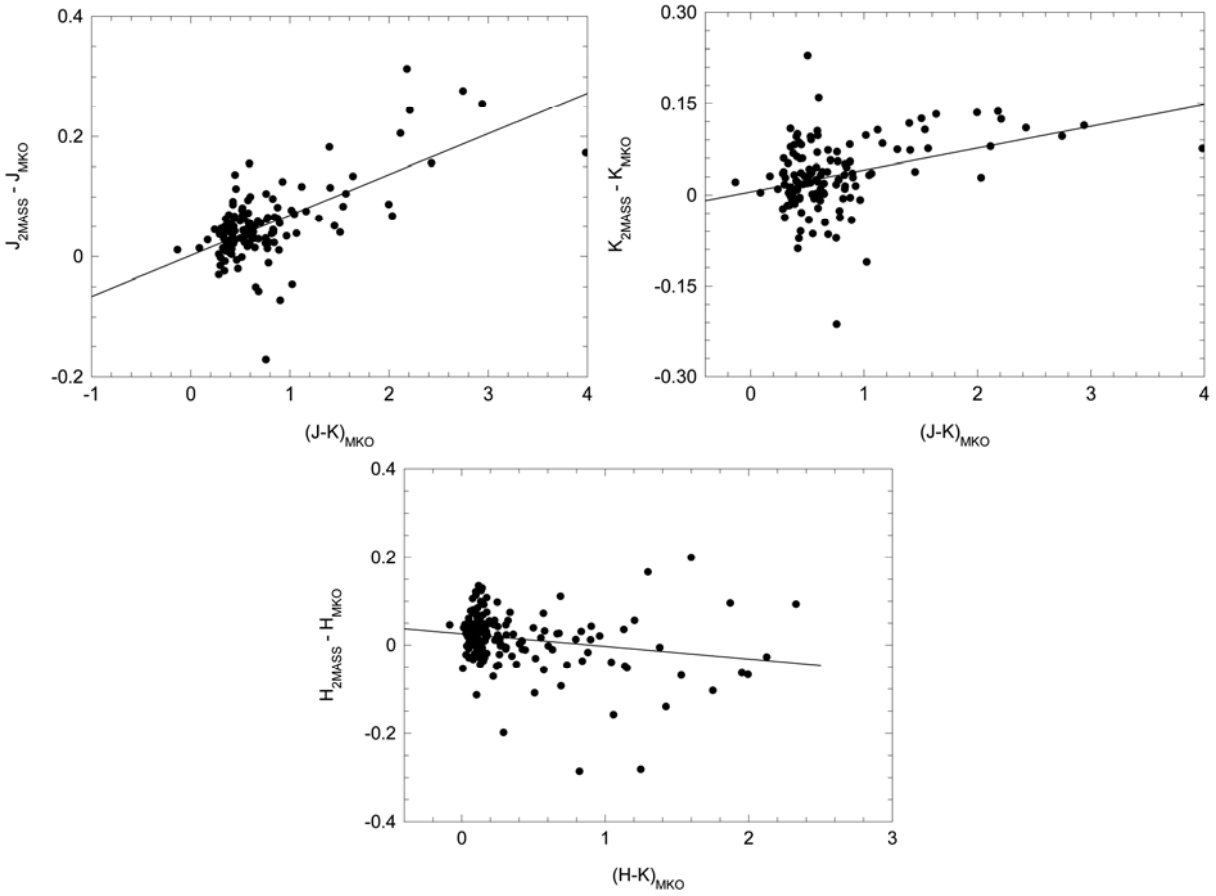


Рис. 1. Зависимость разности звездных величин фотометрических систем 2MASS и МКО от показателя цвета.

Таблица 1. Коэффициенты уравнения редукции $\Delta mag = A + B * c.i.$

Δmag	A	σ_A	B	σ_B	$c.i.$
$J_{2MASS}–J_{MKO}$	0.002	0.007	0.068	0.007	$(J–K)_{MKO}$
$K_{2MASS}–K_{MKO}$	0.005	0.007	0.036	0.008	$(J–K)_{MKO}$
$H_{2MASS}–H_{MKO}$	0.027	0.006	–0.033	0.010	$(H–K)_{MKO}$

Изменение критерия точности фотометрии с 0.03 до 0.05 при отборе звезд, использованных для определения коэффициентов, увеличивает количество звезд до ~200–250, но не меняет величины самих коэффициентов.

Таким образом, использование при определении уравнений связи фотометрических систем дополнительных к первичным стандартам звезд на кадре выглядит оправданным. По относительно небольшой выборке площадок (вокруг 30 первичных стандартов) получены значения коэффициентов уравнений с точностью выше, чем по полной выборке (84 объекта) в работе [2].

Работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского университета.

Литература

1. Наджип А.Э., Татарников А.М., Туми Д.У. и др. ASTRONIRCAM — инфракрасная камера-спектрограф 2.5-м телескопа КГО ГАИШ // Астрофизический бюллетень. Т.72. С.382–398. 2017.
2. Legget S.K., Currie M.J., Varricatt W.P, et al. *JHK* observations of faint standard stars in the Mauna Kea Observatories near-infrared photometric system // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 373. P. 781. 2006.
3. Lang D., Hogg D.W., Mierle K. et al. Astrometry.net: Blind astrometric calibration of arbitrary astronomical images // Astron. J. V. 137. P. 1782–1800. 2010.
4. https://photutils.readthedocs.io/en/stable/
5. https://astroquery.readthedocs.io/en/latest/index.html
6. http://www.astropy.org/

УДК 524.3 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.069

40 ЛЕТ НАБЛЮДЕНИЙ СИМБИОТИЧЕСКОЙ НОВОЙ PU Vul НА КРЫМСКОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ

Татарникова[1] А.А., Колотилов[1] Е.А., Метлова[1] Н.В., Тарасова[2] Т.Н., Татарников[1] А.М., Шенаврин[1] В.И.

[1] *ГАИШ МГУ, г.Москва, Россия*
[2] *КрАО РАН, п. Научный, Россия*
aat@sai.msu.ru

40-YEAR-LONG MONITORING OF THE SYMBIOTIC NOVA PU Vul AT THE CRIMEAN ASTRONOMICAL STATION

Tatarnikova[1] A.A., Kolotilov[1] E.A., Metlova[1] N.V., Tarasova[2] T.N., Tatarnikov[1] A.M., Shenavrin[1] V.I.

[1] *SAI MSU, Moscow, Russia*
[2] *CrAO of RAS, Nauchny, Russia*

We analyze results of optical and IR photometry and spectrophotometry of the symbiotic nova PU Vul obtained at the SAI Crimean Station the Crimean Astrophysical Observatory. Different stages of the strong outburst (1977) as well as different types of variability of this binary are discussed. We suggest that the hot component of PU Vul has not been on the cooling curve yet.

Симбиотические звезды (СЗ) представляют собой класс долгопериодических взаимодействующих двойных. Горячий компонент в большинстве систем является горячим субкарликом, однако встречаются и системы с нейтронной звездой. Вторичным компонентом в СЗ всегда является звезда-гигант (чаще всего – красный или оранжевый). Вся система погружена в протяженную и неоднородную туманность. Симбиотическая звезда PU Vul входит в состав небольшой подгруппы симбиотических новых, демонстрирующих за всю историю наблюдений только одну, крайне медленную вспышку. Эта подгруппа включает в себя всего 8 (может быть 9) объектов. PU Vul относится к самым изученным объектам, так как вспышка произошла сравнительно недавно, в результате чего система наблюдалась в широком спектральном диапазоне с помощью как наземных телескопов, так и космических миссий.

Вспышка симбиотической новой PU Vul была открыта в апреле 1979 г. [1]. Однако, согласно восстановленной исторической кривой, подъем блеска начался еще в ноябре 1977 г. [2]. С апреля 1978 г. по апрель 1979 г. наблюдался период монотонного возрастания блеска со скоростью $0.^{m}0085$/сут. На начальных этапах развития вспышки система была известна под именем «объект Кувано–Хонда» (в честь двух наблюдателей, первыми обнаруживших вспышку) или как Новая Лисички 1979. Позднее система получила название, соответствующее Общему каталогу переменных звезд. Наблюдения

PU Vul на телескопах Крымской станции ГАИШ начались вскоре после открытия – в том же 1979 г.

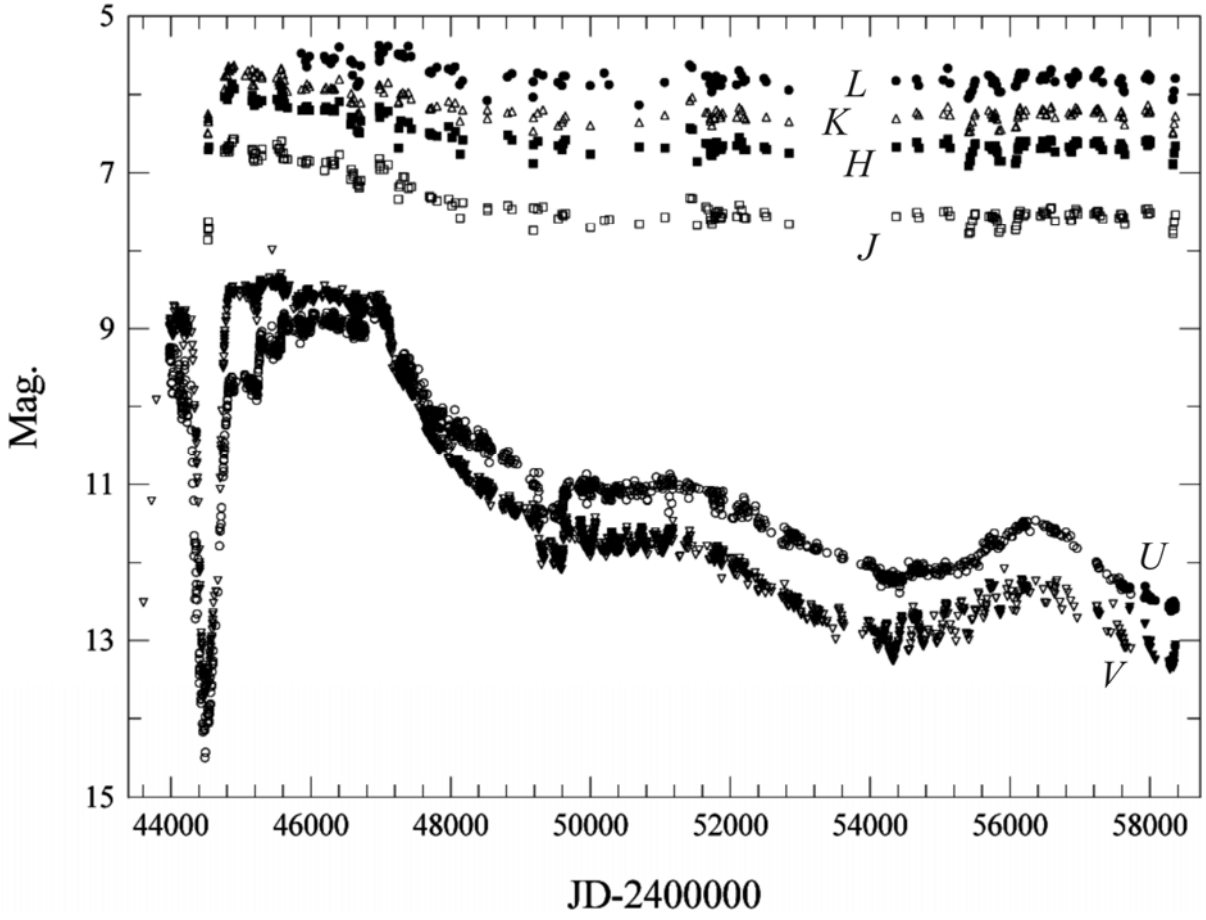


Рис. 1. Кривые блеска PU Vul (1977–2018 гг.).

Цель данной работы – рассказать об истории исследования PU Vul, эволюции этой системы на длительном интервале времени и привести результаты новых фотометрических и спектральных наблюдений.

В первое время после вспышки система привлекла к себе большое внимание астрономов. К 2000 г. библиография работ по PU Vul насчитывала более 150 публикаций (подробнее см. [3]). Потом интерес к системе ожидаемо упал. В 2000–2018 гг. было опубликовано всего 36 статей (включая обзорные работы и каталоги), где хоть как-то упоминалась PU Vul, причем только 14 работ опирались на новые данные наблюдений, в остальных статьях проводился анализ старых наблюдений, полученных до 2000 г. Между тем, с точки зрения расчета теоретических моделей вспышек симбиотических новых, важным является получение именно долгосрочного трека горячего компонента на диаграмме Герцшпрунга–Рассела.

На Рис. 1 показаны кривые блеска в фильтрах *U, V, J, H, K, L,* начиная от стадии подъема к максимуму блеска до настоящего времени. На кривых блеска хорошо выделяются три типа переменности.

Первый – это затмения горячего компонента и части туманности холодным компонентом. В процессе эволюции вспышки профиль затмения поменялся кардинально. От резкого и глубокого затмения 1980 г. (когда затмевался вспыхнувший горячий компонент, находившийся в стадии сверхгиганта) система перешла к плавным синусоидальным колебаниям блеска, связанным с частичным затмением протяженной туманности (система после короткой переходной фазы 1988 г. находится в небулярной стадии вспышки, когда излучение горячего компонента практически не заметно в оптическом и ближнем УФ диапазонах).

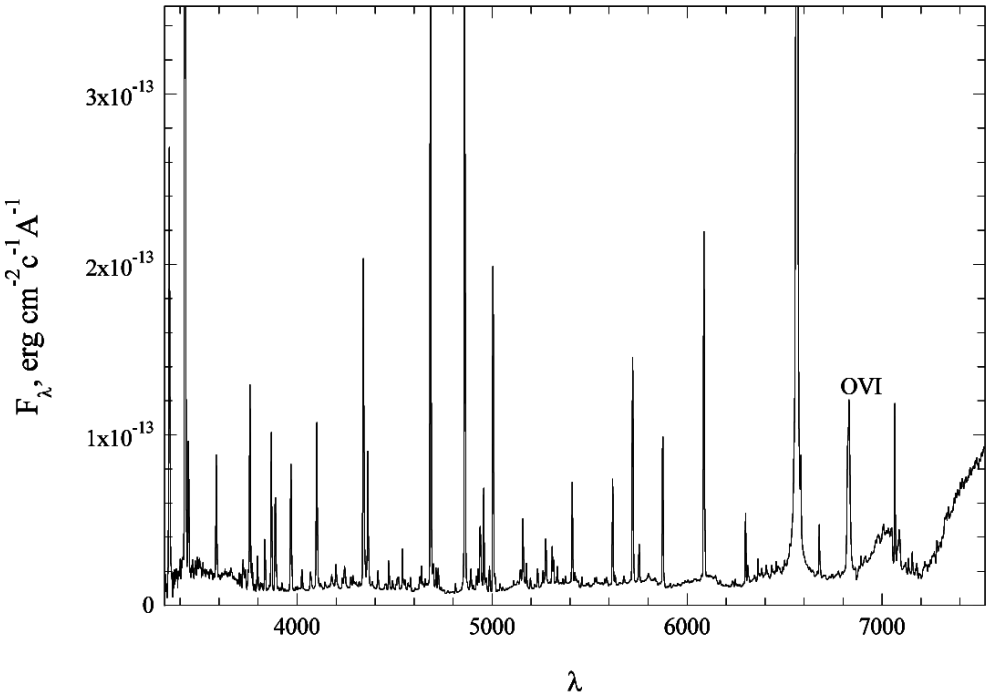


Рис. 2. Спектр PU Vul 21.06.2018 г.

Второй тип переменности связан с медленной эволюцией вспышки 1977 г. То, что эволюция продолжается, хорошо заметно на кривой блеска в фильтре *U*. Видно, что в 2018 г. (за 2 года до следующего минимума) блеск системы в ближнем УФ диапазоне уже ниже, чем в минимуме 2007 г., то есть амплитуда будущего, четвертого минимума составит по крайней мере $1^m.1$ (против $0^m.8$ в третьем минимуме).

В фильтре *V*, помимо первых двух типов переменности, хорошо заметны колебания блеска, связанные с пульсациями холодного компонента системы с периодом 217.7 суток (см. [4]). Этот же тип переменности в настоящий момент доминирует на ИК кривых блеска, где, начиная с 2000 г., излучение горячего компонента и туманности не дает сколь-нибудь значимого вклада в суммарный поток.

Нами неоднократно проводились попытки поиска быстрой переменности блеска у PU Vul на временных масштабах десятки минут – часы. Все они

привели к отрицательному результату. Можно с уверенностью утверждать, что система не обладает подобным типом переменности на небулярной стадии (поиски проводились при различных орбитальных фазах в июле 2010 г., августе 2012 г., августе 2016 г. и августе 2018 г.).

Спектральная эволюция системы в 1979–2001 гг. соответствовала теоретическим расчетам вспышки симбиотической новой для горячего субкарлика (см. [5]). От стадии A–F сверхгиганта (длившейся почти 10 лет) через короткую переходную фазу система перешла к небулярной стадии. Оптический спектр системы поменялся от характерного для сверхгиганта яркого континуума с линиями поглощения H, CaII, SiII и др. металлов через спектр с широкими эмиссионными линиями, характерными для звезд типа WR к типичному спектру СЗ, где присутствует излучение оптически тонкой туманности и четко видны молекулярные полосы холодного компонента (см. Рис. 2). В процессе развития небулярной стадии вспышки в спектре начинают появляться и усиливаться эмиссионные линии ионов со все большими и большими потенциалами ионизации. Так в 2006 г. была зарегистрирована линия Рамановского рассеяния OVI, 6830 Å [6]. Это свидетельствует об увеличении температуры горячего компонента. Оценка температуры (сделанная по методу Занстра для линии HeII, 4686 Å) и светимости горячего компонента в 2014 г. свидетельствует о том, что, невзирая на достаточно большое падение светимости, горячий компонент пока не перешел на теоретически рассчитанную стадию остывания [7].

Татарникова А. А. выражает благодарность за финансовую поддержку Российскому Научному Фонду, грант 17-12-01241 (постановка задачи, анализ фотометрических и спектральных данных).

Литература

1. Kozai Y. Novalike object in Vulpecula // IAU Circulars. No. 3344. 1979.
2. Liller M.H., Liller W. The pre-maximum light curve of the slow Nova Vulpeculae 1979 //Astron. J. V.84. P. 1357. 1979.
3. Гершберг Р.Е. Хронология развития симбиотической новой звезды PU Vul // Известия Крымской астрофиз. обсерв. Т. 96. С. 4. 2000.
4. Shugarov S.Yu., Chochol D., Kolotilov E.A. Symbiotic Nova PU Vul – 33 years of observations // Baltic Astronomy. V. 21. P. 150. 2012.
5. Kato M., Mikoajewska J., Hachisu I. Evolution of the symbiotic Nova PU Vul –Outbursting white dwarf, nebulae, and pulsating red giant companion // Astrophys. J. V. 750. P. 5. 2012.
6. Tatarnikova A.A., Tatarnikov A.M., Esipov V. F. et al. Spectroscopy and photometry of the symbiotic Nova PU Vul during its nebular phase and minimum of 2007 // Astronomy Reports. V. 55. P. 896. 2011.
7. Tatarnikova A.A., Burlak M.A, Kolotilov E.A. et al. Spectroscopic and photometric observations of symbiotic nova PU Vul during 2009–2016 // Research in Astronomy and Astrophysics, V.18 (No. 8). Article id. 098. 2018.

УДК 524.3 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.070

ИССЛЕДОВАНИЕ 35-ДНЕВНОГО ЦИКЛА В ДВОЙНОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ СИСТЕМЕ HER-X1 = HZ HER НА ОСНОВЕ МНОГОЛЕТНИХ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В СИСТЕМАХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК

Шакура[1,2] Н., Колесников[1] Д., Постнов[1] К., Волков[1,3] И., Бикмаев[2] И., Ирсмамбетова[1] Т., Штауберт[4] Р., Вилмс[5] Й., Иртуганов[2] Е., Шурыгин[2] П., Голышева[1] П., Шугаров[1,6] С., Николенко[3,7] И., Трунковский[1] Е., Шёнгерр[8] Г., Швопе[8] А., Клочков[4] Д.

[1]ГАИШ МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия
[2]Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия
[3]Институт Астрономии РАН, Москва, Россия
[4]Институт Астрономии и Астрофизики, Тюбинген, Германия
[5]Астрономический институт университета Эрланген-Нюремберг, Бамберг, Германия
[6]Астрономический институт Словацкой АН, Татранска-Ломница, Словакия
[7]Крымская астрофизическая обсерватория, Научный, Россия
[8]Институт астрофизики им. Лейбница, Потсдам, Германия
shakura@sai.msu.ru

STUDY OF THE 35-DAY CYCLE OF THE BINARY X-RAY SYSTEM OF HER X-1 = HZ HER BASED ON THE BROADBAND PHOTOMETRIC LONG-TERM OBSERVATIONS

Shakura[1,2] N., Kolesnikov[1] D., Postnov[1] K., Volkov[1,3] I., Bikmaev[2] I., Irsmambetova[1] T., Staubert[4] R., Wilms[5] J., Irtuganov[2] E., Shurygin[2] P., Golysheva[1] P., Shugarov[1,6] S., Nikolenko[3,7] I., Trunkovsky[1] E., Schönherr[8] G., Schwope[8] A., Klochkov[4] D.

[1]SAI MSU, Moscow, Russia
[2]Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, Russia
[3]Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia
[4]Institute for Astronomy and Astrophysics, Tübingen, Germany
[5]Astronomical institute of the University of Erlangen-Nuremberg, Bamberg, Germany
[6]Astronomical Institute of the Slovak Academy of Scienses, Tatranska Lomnica, Slovakia
[7]Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Russia
[8]Leibniz Institute for Astrophysics, Potsdam, Germany

The X-ray binary Her X-1 = HZ Her consists of an accreting neutron star and ordinary optical donor star. The 35-day X-ray variability of this system is known since its discovery in 1972 by the UHURU satellite. It was shown previously that this period was caused by forced precession of the warped accretion disk tilted to the orbital plane. In this work we revealed that during the precession cycle variations of the following parameters take place: a) intensity (power) of the stream of matter flowing out of the optical star; b) X-ray luminosity of the neutron star; c) optical flux of the accretion disk; d) X-ray irradiation pattern on the donor star; e) tilt of the inner and outer edge of the accretion disk. Behavior of the variability can be explained by free preces-

sion of the neutron star with a period close to the forced one of the accretion disk. The mechanism of synchronization of these periods is discussed. .

HZ Her = Her X-1 – то рентгеновская двойная система промежуточной массы. Она состоит из звезды массой 1.8–2.0 масс Солнца и рентгеновского пульсара массой 1.0–1.5 масс Солнца. Орбитальный период системы составляет 1.7 сут., период пульсара 1.24 сек. В системе имеет место интенсивное перетекание вещества через внутреннюю точку Лагранжа с оптической звезды на нейтронную звезду с образование аккреционного диска вокруг последней.

Рентгеновский пульсар Her X-1 был открыт спутником UHURU в 1972 г. [1]. Практически сразу он был отождествлён с оптической звездой HZ Her [2]. Оптический блеск системы менялся с тем же орбитальным периодом, что и рентгеновское излучение от Her X-1. Причина этой переменности проста: часть оптической звезды, обращенной к рентгеновскому источнику сильно прогрета рентгеновским излучением. Интересно отметить, что в эпоху до рентгеновских наблюдений переменная звезда HZ Her была известна как иррегулярная переменная. В стеклянной библиотеке ГАИШ МГУ хранятся многочисленные фотопластинки с HZ Her, на основании которых и были получены результаты [2].

Рентгеновская кривая блеска Her X-1 модулирована с периодом 35 дней. Большинство 35-дневных циклов длятся 20.0, 20.5 или 21.0 орбитальных [3]. Период состоит из «главного включения» со средней продолжительностью 7 дней и «короткого включения» меньшей интенсивности длительностью 5 дней, см. Рис. 1. Главное и короткое включение разделены интервалами времени по 4 дня, во время которых рентгеновское излучение исчезает. Эти изменения рентгеновского потока и спектральные наблюдения на спутнике RXTE ясно указывают на затмения рентгеновского источника прецессирующим аккреционным диском.

Одна из наблюдаемых особенностей 35-дневного цикла состоит в том, что момент рентгеновского открытия чаще всего происходит на орбитальных фазах ~ 0.2 или ~ 0.7. Это вызвано приливной нутацией внешних частей диска на удвоенной орбитальной частоте, так как на этих фазах угол между направлением на наблюдателя и плоскостью внешних частей диска изменяется наиболее быстро [4-6].

35-дневный цикл в Her X-1 обычно интерпретируется как проявление прецессионного движения аккреционного диска вокруг нейтронной звезды в направлении, противоположном орбитальному [7–8]. Вскоре после открытия рентгеновского пульсара была предложена свободная прецессия нейтронной звезды как возможное объяснение наблюдаемой 35-дневной модуляции рентгеновского потока [9]. Позже, по результатам наблюдений на спутнике EXOSAT, эволюция профилей рентгеновских импульсов была интерпрети-

рована как результат свободной прецессии нейтронной звезды в Her X-1 [10].

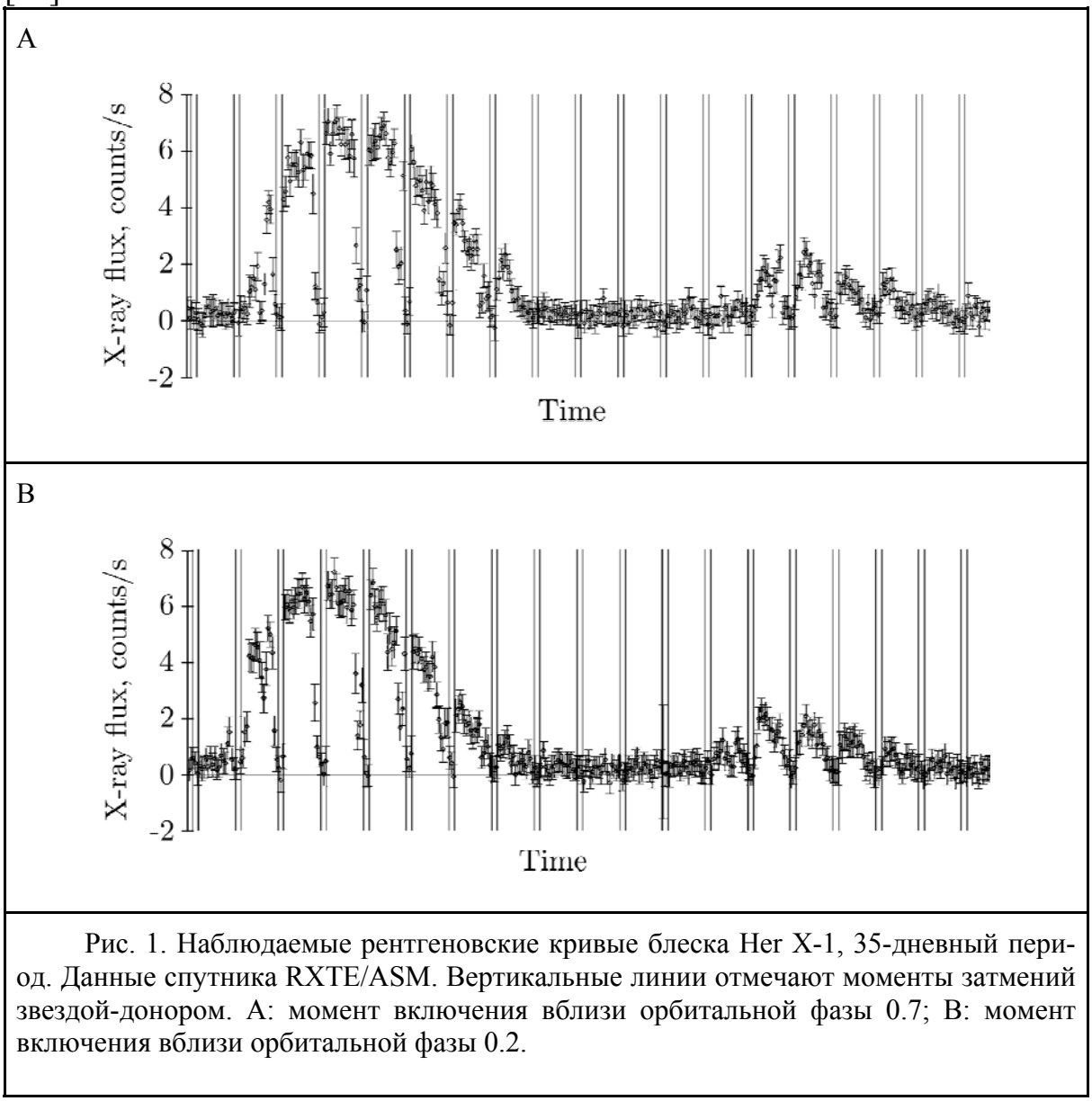


Рис. 1. Наблюдаемые рентгеновские кривые блеска Her X-1, 35-дневный период. Данные спутника RXTE/ASM. Вертикальные линии отмечают моменты затмений звездой-донором. A: момент включения вблизи орбитальной фазы 0.7; B: момент включения вблизи орбитальной фазы 0.2.

После начала активного исследования Her X-1 стало ясно, что наклонный аккреционный диск в двойной системе должен иметь изогнутую форму. В ходе ретроградной прецессии внешние части такого диска открывают для наблюдателя центральный рентгеновский источник («рентгеновское открытие»), и внутренние части диска закрывают его в конце главного включения [6]. Рентгеновская кривая блеска между затмениями ассиметрична в результате рассеяния рентгеновского излучения в горячей разреженной короне над диском. В самом деле, «включение» рентгеновского источника в начале главного открытия сопровождается значительными уменьшением потока в мягкой части рентгеновского спектра, что обусловлено сильным поглощением. На стадии уменьшения рентгеновского потока существенных изменений

спектра не происходит. Это связано с рассеянием фотонов на свободных электронах горячей короны вблизи внутреннего края диска [11–14].

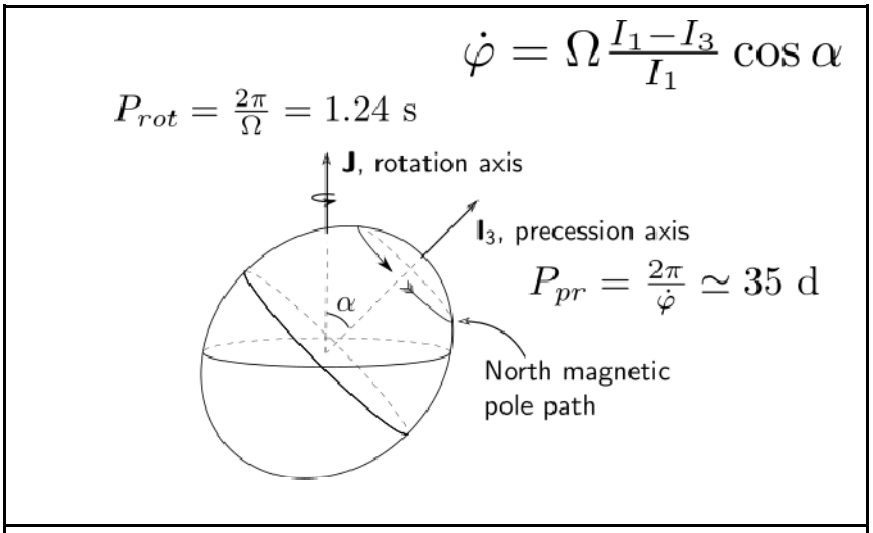


Рис. 2. Схема свободной прецессии нейтронной звезды.

Изменение формы рентгеновских импульсов с 35-дневным периодом хорошо установлено по наблюдениям на нескольких спутниках [10], [15–17]. Профили импульсов в момент главного включения и короткого включения существенно отличаются. Только прецессирующий диск не в состоянии объяснить эти изменения. В работе [18] наблюдаемые на спутнике RXTE/PCA изменения профилей рентгеновских импульсов были объяснены в рамках модели, которая включает свободную прецессию нейтронной звезды и сложную структуру магнитного поля на поверхности нейтронной звезды. Вдобавок к каноническим магнитным полюсам (дипольное поле) вокруг них должны присутствовать яркие излучающие области в виде нескольких дуг, расположенных приблизительно по окружности. Для того чтобы такие дуги существовали, магнитное поле нейтронной звезды должно сильно отличаться от диполя вблизи поверхности [19–20].

В данной работе было проведено моделирование оптических кривых блеска HZ Her с использованием модели, включающей:

1. наклонный, изогнутый, прецессирующий аккреционный диск;
2. прецессирующую нейтронную звезду.

Вид оптических кривых блеска очень сильно зависит от формы рентгеновской тени на оптической звезде и от картины облучения оптической звезды нейтронной звездой.

Рентгеновскую тень формирует аккреционный диск. Для её расчета диск разбивается на конечное число колец по радиусу и вычисляется телесный угол между i и $i + 1$ кольцом для всех i. Так как диск изогнут, i и $i + 1$ кольца в общем случае не совпадают и между ними есть конечный телесный

угол, соответствующий *i*-му элементу рентгеновской тени. Полная тень это сумма всех элементов тени, см. Рис. 3.

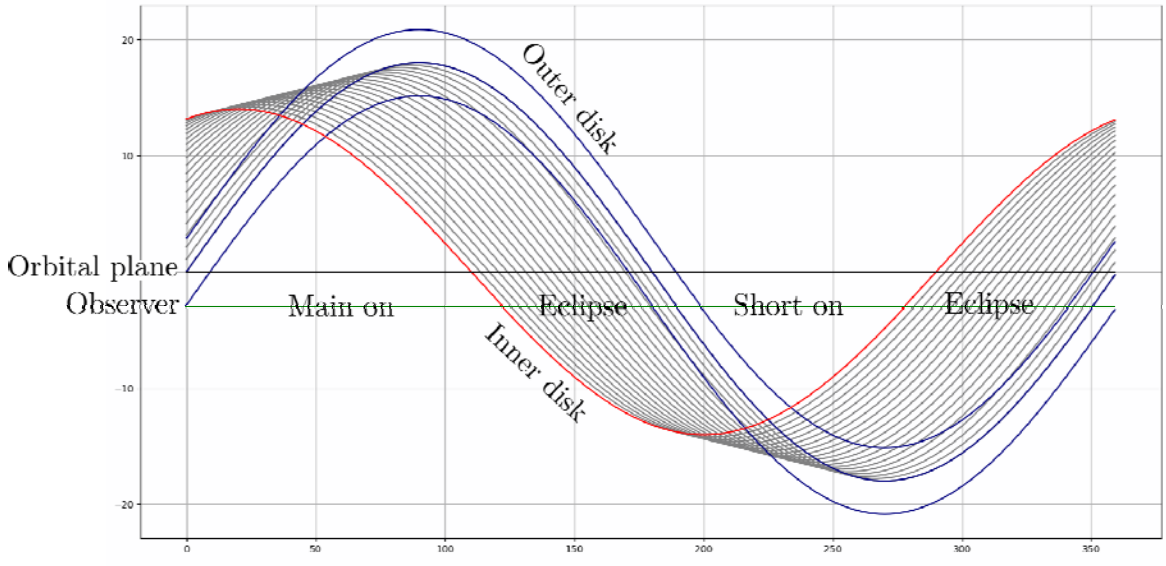


Рис. 3. Проекция рентгеновской тени на небесную сферу для наблюдателя в нейтронной звезде. Две синие кривые показывают тень, обусловленную конечной толщиной внешнего края диска.

Геометрические параметры диска задаются углом наклона и углом поворота (фазовый угол диска) внешнего края диска и внутреннего края диска. Угол наклона отсчитывается от орбитальной плоскости до плоскости диска. Угол поворота отсчитывается вокруг нормали к орбитальной плоскости в направлении, совпадающем с орбитальным движением, он принят равным нулю в момент максимального раскрытия внешнего края диска по отношению к наблюдателю. Наклон и поворот *i*-го кольца меняется линейно по радиусу от внешнего к внутреннему краю диска. Разность между углами поворота внутреннего и внешнего края называется закруткой диска. Закрутка и разность наклонов определяют размер тени. Если первое и второе равно нулю, это соответствует плоскому диску и тень в этом случае определяется только толщиной внешнего края диска.

Для расчета рентгеновского облучения за основу взята модель нейтронной звезды из [18]. Эта модель модифицирована так, чтобы северный магнитный полюс в ходе свободной прецессии не выходил за пределы широты 56°. Если ось магнитного диполя составляет угол 56° с осью вращения, то магнитный момент, действующий на внутренний диск, равен нулю [21–23]. Севернее и южнее этого угла магнитный момент отличен от нуля и имеет разные знаки и нужно ожидать изменение знака закрутки диска при переходе магнитного диполя через этот угол. Однако модель с меняющей знак закрут-

кой описывала оптические наблюдения гораздо хуже, чем модель с постоянной закруткой. Поэтому мы задали угол между осью прецессии и осью вращения нейтронной звезды 80°, а угол между северным магнитным полюсом и осью прецессии 20°. В этом случае диапазон углов между диполем и осью вращения 60°–100° и магнитный момент не меняет знак в ходе свободной прецессии. На фазе 0.25 от главного включения магнитный диполь составляет максимальный угол с осью вращения 100°. На фазе короткого включения 0.75 угол минимален, 60°.

Поворот нейтронной звезды в картинной плоскости не влияет на профиль рентгеновских импульсов, но на оптические кривые блеска влияет очень сильно. Поэтому по оптическим кривым блеска можно определить ориентацию оси вращения нейтронной звезды относительно орбитальной плоскости. Угол между осью вращения нейтронной звезды и нормалью к орбитальной плоскости в проекции на картинную плоскость на нашей модели называется углом к. По результатам оптимизации модели на всех прецессионных фазах было найдено, что к = 5° и рентгеновская фаза, соответствующая удалению северного магнитного полюса от оси вращения на 100° равна 0.25 (на рентгеновской прецессионной фазе 0.25 фаза прецессии нейтронной звезды равна 0, на рентгеновской фазе 0.75 фаза прецессии нейтронной звезды равна 0.5).

Наклон, поворот диска, рентгеновская светимость и вклад в оптический поток от диска оптимизировались по кривым блеска на каждой прецессионной фазе, см. рис 3. Закрутка была принята равной постоянному значению –60°. Знак минус означает, что внутренний диск опережает внешний по прецессионному движению.

На рис. 5–8 приведены best-fit значения перечисленных в предыдущем абзаце параметров модели. На рис. 8 показаны теоретические кривые блеска для закруток –50, –60, –70° и наблюдаемые потоки от HZ Her.

Моделирование не производилось на орбитальных фазах 0.0–0.13 и 0.87–1.0. На этих фазах происходит затмение диска оптической звездой. Распределение яркости по диску достаточно сложное. Оно будет восстановлено в следующих работах.

Обращает на себя внимание особенность в виде «зуба» на первых пяти прецессионных фазах (красные точки на Рис. 4). На этих фазах мы видим результат взаимодействия нестационарных струй с поверхностью аккреционного диска. Эти струи являются существенной частью нелинейного динамического механизма, который синхронизирует вынужденную прецессию аккреционного диска со свободной прецессией нейтронной звезды.

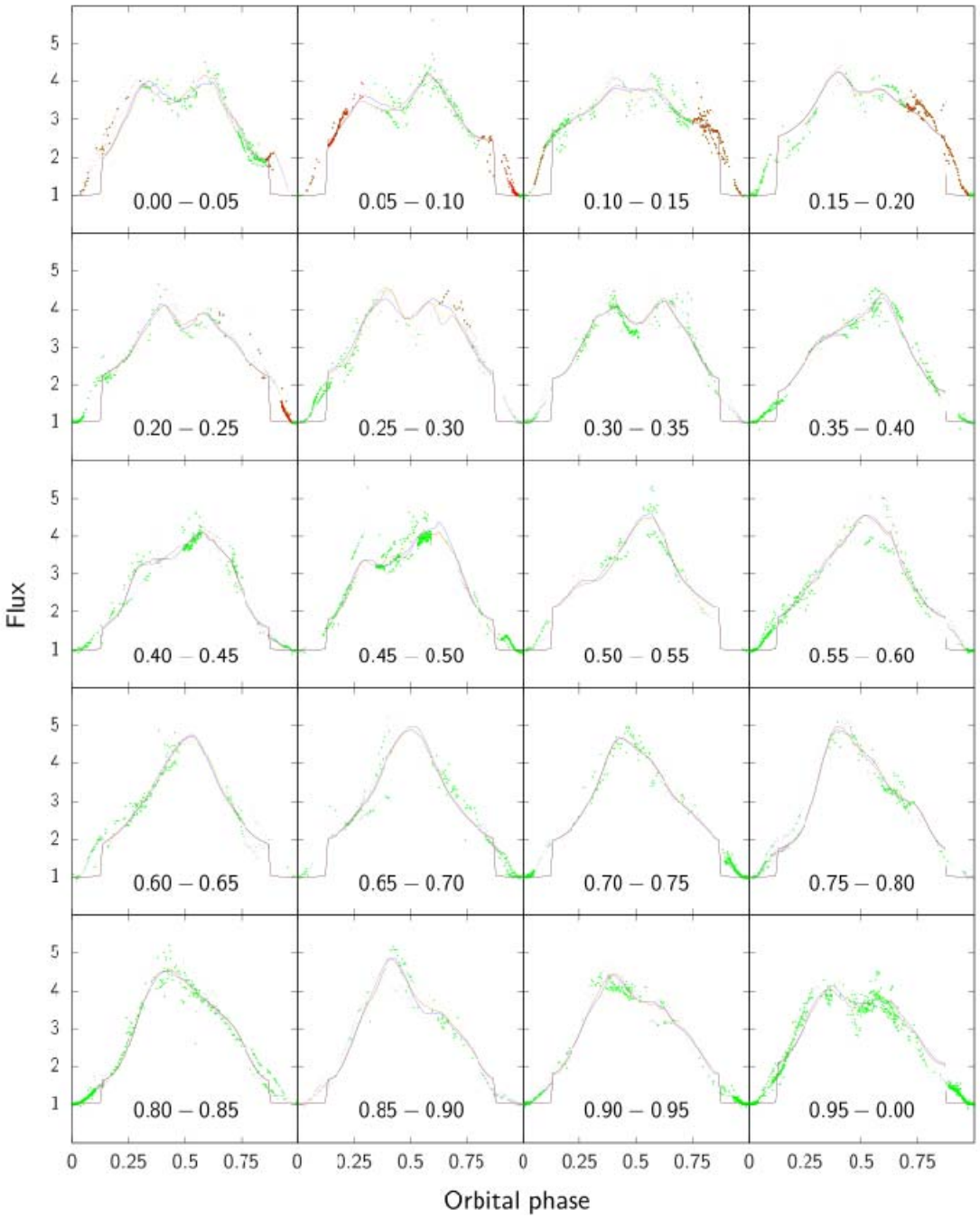


Рис. 4. Синтетические кривые блеска, наложенные на наблюдаемые точки. Прецессионный 35-d период разделён на 20 фаз по 0.05 *P*. Зелёные точки – наиболее надёжные; серые– менее надёжные; красные соответствуют действию струи на диск (яркое пятно). На каждой фазе изображены три синтетические кривые, соответствующие разным закруткам: желтая –50°, синяя –60°, коричневая –70.

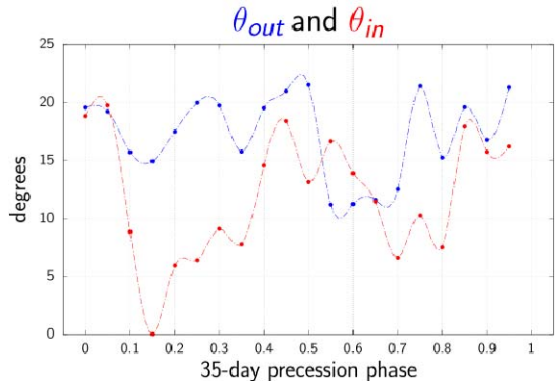


Рис. 5. Наклон внешнего и внутреннего диска в зависимости от прецессионной фазы.

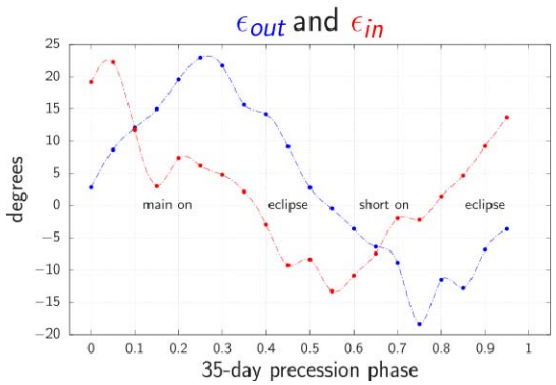


Рис. 6. Угол между направлением на наблюдателя и плоскостями внешнего и внутреннего диска в зависимости от прецессионной фазы.

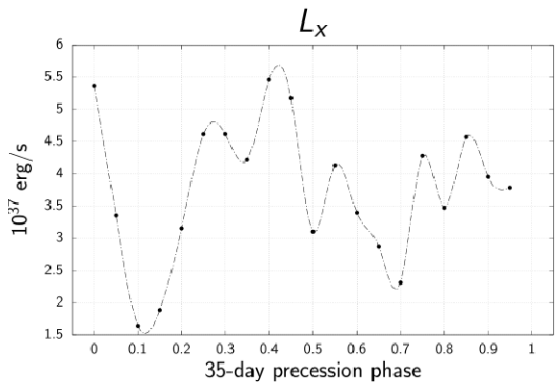


Рис. 7. Рентгеновская светимость в зависимости от прецессионной фазы.

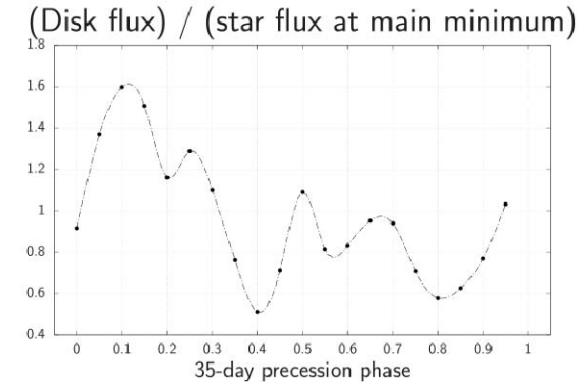


Рис. 8. Вклад диска в наблюдаемый поток по отношению к необлучённой стороне звезды-донора.

На прецессионных фазах вблизи 0.25 оптические кривые блеска имеют вторичный минимум. Он обусловлен прохождением диска и наиболее широкой части тени по облученной части оптической звезды вблизи орбитальной фазы 0.5. На прецессионных фазах вблизи 0.75 вторичный минимум отсутствует, так как диск проецируется на собственную тень на оптической звезде.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 14-02-00146 (создание программы синтеза кривых блеска Discostar и моделирование) и гранта РФФИ 18-502-12025 (проведение наблюдений и обработка данных)[OBJ] и частично за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета.

Литература

1. Tananbaum H., Gursky H., Kellogg E. M. et al. Discovery of a periodic pulsating X-ray binary X-ray source in Hercules from UHURU // Astrophys. J. V. 174. P. L143–L149. 1972.

2. Cherepashchuk A.M., Efremov Yu.N., Kurochkin N.E. et al. On the nature of the optical variations of HZ Her = Her X-1 // Information Bulletin Var. Stars. No. 720. 1972.
3. Klochkov D.K., Shakura N.I., Postnov K.A. et al. Observational manifestations of the change in the tilt of the accretion disk to the orbital plane in Her X-1/HZ Her with phase of its 35-day period // Astron. Letters. V. 32. P. 804–815. 2006.
4. Katz J.I. Thirty-five-day periodicity in Her X-1 // Nat. Phys. Sci. V. 246. P. 87. 1973.
5. Levine A.M., Jernigan J.G. On the orbital phase dependence of the turn-on times of Hercules X-1// Astrophys. J. V. 262. P. 294–300. 1982.
6. Boynton P.E. Hercules X-1 - The clockwork wonder // In: Physics and Astrophysics of neutron stars and Black Holes. Eds. Giacconi R., Ruffini R. Amsterdam: North-Holland Publ. P. 111–147. 1987.
7. Gerend D., Boynton P.E. Optical clues to the nature of Hercules X-1/HZ Herculis // Astrophys. J. V. 209. P. 562–573. 1976.
8. Shakura N.I., Postnov K.A., Prokhorov M.E., Ketsaris N.A. On the origin of X-ray dips in Her X-1 // Astron. and Astrophys. V. 348. P. 917–923. 1999.
9. Brecher K. Her X-1: A Precessing Binary Pulsar? // Nature. V. 239. P. 325–326. 1972.
10. Trümper J., Kahabka P., Ögelman H. et al. // Astrophys. J. V. 300. P. L63–L67. 1986.
11. Becker R.H., Boldt E.A., Holt S.S. et al. Spectra of Hercules X-1 near a turn-on in the 35 day cycle // Astrophys. J. V. 214. P. 879–884. 1977.
12. Davison P.J.N., Fabian A.C. Copernicus and Ariel V observations of Hercules X-1 // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 178 P. 1P–8P. 1977.
13. Parmar A.N., Sanford P.W., Fabian A.C. Further Ariel V observations of Hercules X-1 // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 192 P. 311–318. 1980.
14. Kuster M., Wilms J., Staubert R. et al. Probing the outer edge of an accretion disk: a Her X-1 turn-on observed with RXTE // Astron. and Astrophys. V. 443. P. 753–767. 2005.
15. Deeter J. E., Scott M., Boynton P. E. et al. The 35 day evolution of the Hercules X-1 pulse profile: GINGA observations and their implications // Astrophys. J. V. 502. P. 802–823. 1998.
16. Scott D. M., Leahy D. A., Wilson R. B. The 35 day evolution of the Hercules X-1 pulse profile: Evidence for a resolved inner disk occultation of the neutron star // Astrophys. J. V. 539. P. 392–412. 2000.
17. Staubert R., Klochkov D., Vasco D. et al. Variable pulse profiles of Hercules X-1 repeating with the same irregular 35d clock as the turn-ons // Astron. and Astrophys. V. 550. Article id. 110. 2013.
18. Postnov K., Shakura N., Staubert R. et al. Variable neutron star free precession in Hercules X-1 from evolution of RXTE X-ray pulse profiles with phase of the 35-d cycle // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 435. P. 1147–1164. 2013.
19. Shakura N.I., Postnov K.A., Prokhorov M.E. Presence of a quadrupole component of the magnetic field near the surface of the neutron star in Hercules X-1 // Soviet Astron. Letters. V. 17. P. 339–341. 1991.
20. Panchenko I.E., Postnov K.A. Hercules X-1 pulse profile simulation // Astron. and Astrophys. V. 286. P. 497–500. 1994.
21. Липунов В.М., Шакура Н.И. Природа двойных рентгеновских пульсаров // Письма в Астрон. Журн. Т. 2. С. 343–348. 1976.
22. Липунов В.М., Семёнов Е.С., Шакура Н.И. Ориентация аккреционного диска в двойных рентгеновских пульсарах // Астрон. Журн. Т. 58. С. 765–770. 1981.
23. Липунов В.М. // Астрофизика нейтронных звезд. М. Наука. 1987.

УДК 524.4 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.071

СПЕКТРЫ ИНТЕГРАЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Шарина[1] М.Е., Шиманский[2] В.В.
[1]*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия*
[2]*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, 420008 Россия*
sme@sao.ru, Slava.Shimansky@kpfu.ru

INTEGRATED-LIGHT SPECTRA OF STAR CLUSTERS

Sharina[1] M.E., Shimansky[2] V.V.
[1]*Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, N. Arkhyz, KCh R, 369167, Russia*
[2]*Kazan Federal University, Kremlevskaya 18, Kazan 420008, Russia*

Integrated-light spectra contain important information about fundamental properties of stellar populations of star clusters, such as chemical composition, age, and helium content. Such spectra are the most optimal and often the only method of detailed study of star clusters in other galaxies for which it is not possible to obtain deep color–magnitude diagrams or high-resolution spectra of individual stars because of the remoteness of these objects. This paper summarizes our and published results of analyzing medium-resolution integrated-light spectra of globular clusters in our and other galaxies. The emphasis will be on the possibility of detecting multiple stellar populations in an object, while having only integrated-light spectra at our disposal.

Метод моделирования спектров умеренного разрешения интегрального излучения (FMHM ≤ 5 Å) шаровых скоплений и результаты моделирования спектров внегалактических и Галактических скоплений изложены в статьях [1–4]. Синтетические спектры интегрального излучения скоплений вычисляются в соответствии с параметрами входящих в них звезд ($T_{\rm eff}$, lg(g), [M/H]) с использованием плоско-параллельных гидростатических моделей атмосфер интерполированием моделей [5]. Параметры звезд задаются при выборе изохроны звездной эволюции [6]. Вычисление синтетических спектров использует списки молекулярных и атомарных линий [7, 5]. Вычисленные спектры звезд суммируются согласно функции масс Chabrier [8].

Возраст (T) и среднее удельное содержание гелия (Y) для скопления определяется сравнением наблюдаемых и модельных профилей Бальмеровских линий (спектральный диапазон 3900–5500 Å). Влияние этих двух параметров на глубину и форму крыльев различных Бальмеровских линий не эквивалентно, что дает возможность определять T и Y одновременно. Температуры звезд точки поворота главной последовательности становятся выше при уменьшении возраста. При этом глубина линий водорода в ядрах и крыльях растет. Увеличение Y приводит к увеличению светимости горячих звезд горизонтальной ветви и увеличению глубины центральных частей линий

Бальмеровской серии. Горячие звезды горизонтальной ветви вносят вклад в основном в голубую часть спектра. Поэтому интенсивности разных водородных линий меняются по-разному (Рис.1).

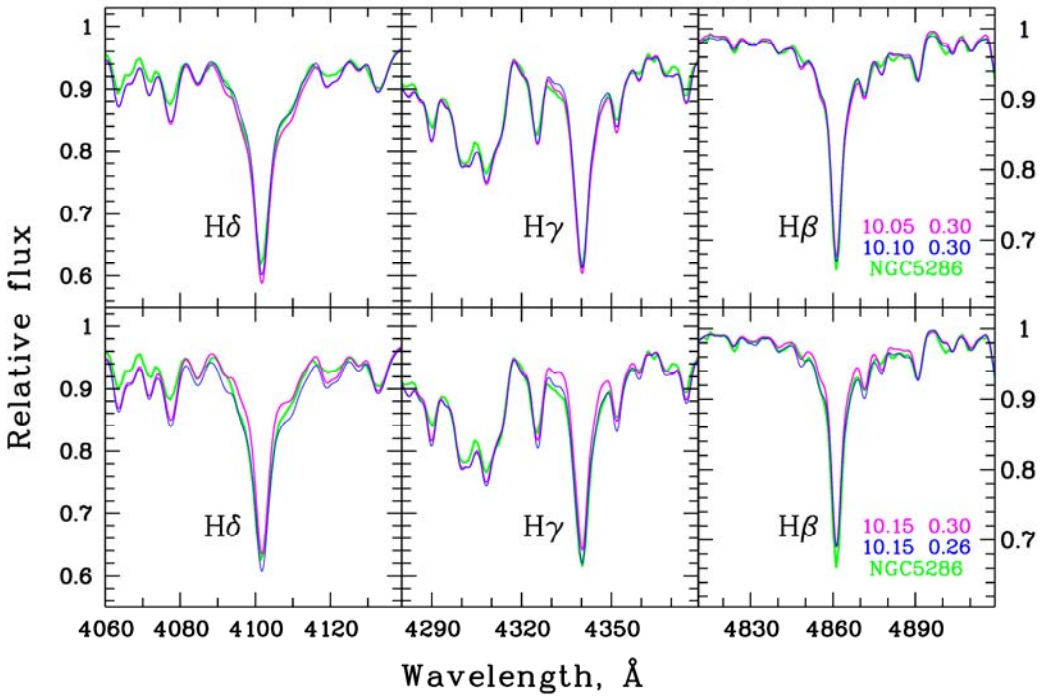


Рис. 1. Сравнение бальмеровских линий в спектре NGC 5286 из работы [11] с синтетическими спектрами интегрального излучения. Использованы содержания элементов NGC 5286 и изохроны [6] разного возраста и Y с металличностью $Z = 0.0004$: $\lg(T) = 10.15$, $Y = 0.30$, $\lg(T) = 10.15$, $Y = 0.26$, $\lg(T) = 10.05$, $Y = 0.30$, и $\lg(T) = 10.10$, $Y = 0.30$.

Сравнение наших результатов с имеющимися средними литературными значениями из статей [9], [10] для красных гигантов скоплений показывает, что разброс значений $[X/Fe]_{our} - [X/Fe]_{lit}$ для каждого из элементов соответствует ожидаемому при данных ошибках измерения содержаний: σ([Mg/Fe])≈0.15 dex, σ ([Ca/Fe]) ≈0.14 dex, σ([Ti/Fe])≈0.15 dex, σ([Cr/Fe])≈0.19 dex, σ ([C/Fe])≈0.18 dex, σ ([N/Fe])≈0.24 dex, σ ([O/Fe])≈0.25 dex. Систематические отклонения значимы для C и N (Δ ([C/Fe])≈0.38 dex, Δ ([N/Fe])≈-0.57 dex) и могут быть объяснены тем, что мы измеряем содержания для всех звезд скопления, в то время как в литературе содержания измеряются для отдельных ярких звезд, как правило, красных гигантов с большими индивидуальными аномалиями содержаний. Металличность [Fe/H] измеряется со случайным σ([Fe/H])≈0.11 dex и систематическим Δ([Fe/H])≈–0.18 dex отклонениями. На Рис. 1 показаны результаты наших измерений содержаний элементов в низкометалличных ([Fe/H]<–1.3 dex; см. Рис. 1a,b) и высокометалличных ([Fe/H]>–1 dex; см. Рис. 1c**)** скоплениях. Спектры га-

лактических скоплений взяты из работы [11], а также получены при наблюдениях на 1.93-м телескопе в обсерватории Верхнего Прованса [1,3,4]. Спектры шаровых скоплений в окрестности галактики M31: SD9-GC7 (открытого в работе [12]), MGC1, Bol 298, KKs3-GC1, ESO269-66-GC1, Mayall-II, – получены на телескопе БТА [1]. Спектры шаровых скоплений в центрах сфероидальных карликовых галактик: изолированной KKs3 (открытого в работе [13]) и ESO269-66 вблизи S0 галактики NGC5128, – получены на 10-м телескопе SALT в ЮАР [2].

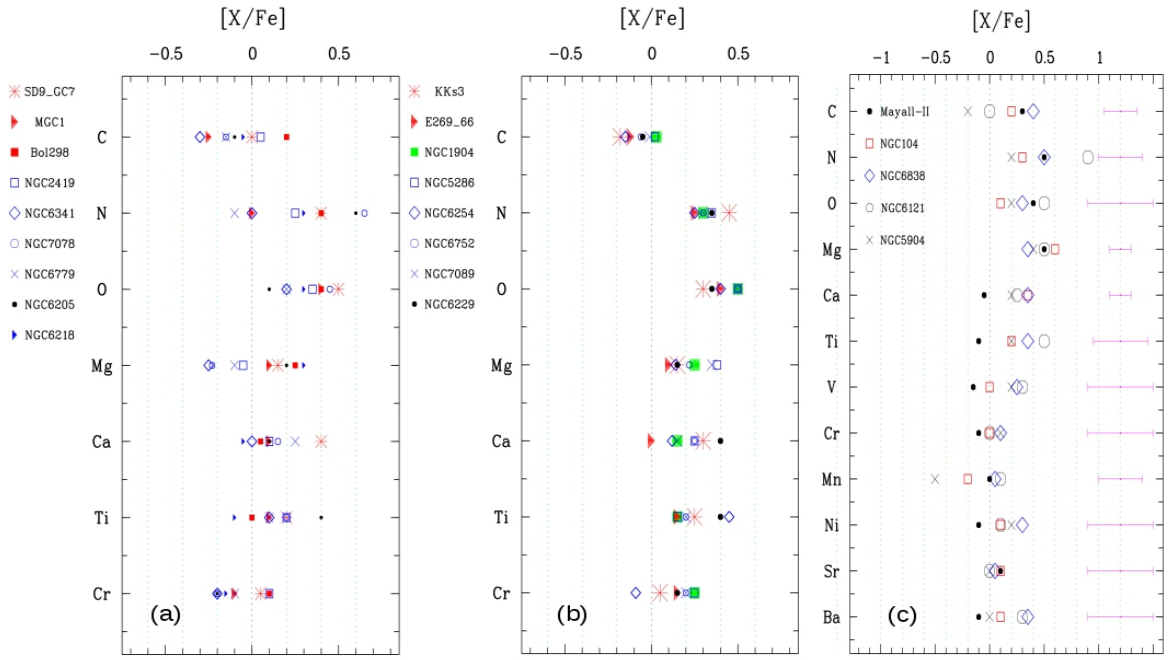


Рис. 1. Содержания химических элементов в шести внегалактических (SD9-GC7, MGC1, Bol 298, KKs3-GC1, ESO269-66-GC1, Mayall-II) и шестнадцати галактических шаровых скоплениях, определенные по спектрам умеренного разрешения в работах [1–4]. На панелях a, b показаны низкометалличные объекты ([Fe/H]<–1.3 dex). На панели c показаны объекты с [Fe/H]>–1 dex.

Обогащение гелием звезд в шаровых скоплениях коррелирует с наличием протяженных голубых горизонтальных ветвей (EHB) и Na–O и Al–Mg антикорреляциями [14]. Повышенное среднее содержание гелия, найденное нами для ряда внегалактических шаровых скоплений свидетельствует о присутствии в них множественных звездных населений.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-02-00167. ВВШ благодарит грант РФФИ 16-02-01145.

Литература

1. Sharina M.E., Shimansky V.V., Khamidullina D.A. Age, Helium Content and Chemical Composition of Globular Clusters in the M31 Neighborhood and in our Galaxy // Astrophys. Bull. V. 73 (3) . P. 337–354. 2018.
2. Sharina M.E., Shimansky V.V., Kniazev A.Y.. Nuclei of dwarf spheroidal galaxies KKs 3 and ESO 269−66 and their counterparts in our Galaxy // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 471 P. 1955–1968. 2017.
3. Khamidullina D., Sharina M., Shimansky V., Davoust E. Chemical Abundances in the Globular Clusters NGC 6229 and NGC 6779 // Astrophys. Bull. V. 69 P. 409–426. 2014.
4. Sharina M.E., Shimansky V.V., Davoust E. // Astrononomy Reports. V. 57. P. 410–422. 2013.
5. Castelli F., Kurucz R.L. New Grids of ATLAS9 Model Atmospheres // in Piskunov et al. (eds.), Proc. IAU Symp. 210. Poster A20. 2003.
6. Betelli G., Girardi L., Marigo P., Nasi E. Scaled solar tracks and isochrones in a large region of the $Z-Y$ plane I. // Astron. and Astrophys. V.484. P. 815–830. 2008.
7. Kurucz R.L., CD-ROM (Cambridge). 1994.
8. Chabrier G. The initial mass function: from Salpeter 1955 to 2005.// in Corbelli E., Palle F., Zinnecker H. (eds.). Astrophys. and Space Science Lib. V. 327. P. 41–52. 2005.
9. Pritzl B.J., Venn K.A., Irwin M. A comparison of elemental abundance ratios in globular clusters, field stars, and dwarf spheroidal galaxies // Astron. J. V. 130. P. 2140–2165. 2005.
10. Roediger J.C., Courteau S., Graves G., Schiavon R.P. Constraining stellar population models // Astrophys. J. Suppl. Ser. V. 210. P. 10–37. 2014.
11. Schiavon R.P., Rose J.A., Courteau S., MacArthur L.A. A Library of Integrated Spectra of Galactic Globular Clusters. // Astrophys. J. Suppl. Ser. V. 160. P. 163–175. 2005.
12. Sharina M.E., Davoust E. Globular cluster content and evolutionary history of NGC147. // Astron. and Astrophys. V. 497. P. 65–80. 2009.
13. Karachentsev I.D., Makarova L.N., Makarov D.I. et al. A new isolated dSph galaxy near the Local Group // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. Letters. V. 447. P. 85–89. 2015.
14. Chantereau W., Charbonnel C., Meynet G. Evolution of long-lived globular cluster stars. III. Effect of the initial helium spread on the position of stars in a synthetic Hertzsprung–Russell diagram. // Astron. and Astrophys. V. 592. P. 111–121. 2016.

УДК 524.5 DOI: 10.31361/eaas.2018-1.072

О ВОЗМОЖНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ НАНОАЛМАЗОВ В ОКРЕСТНОСТЯХ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ: ДАННЫЕ ЛАБОРАТОРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ И НАБЛЮДЕНИЙ

Ширяев[1,2] А.А., Сабин[2] Л., Валявин[1] Г., Галазутдинов[4] Г.
[1]*ИФХЭ РАН, Москва, Россия*
[2]*Instituto de Astronomia, UNAM, Ensenada, Mexico*
[3]*САО РАН, Н.Архыз, Россия*
[4]*Instituto de Astronomia, Univ. Catolica del Norte, Antofagasta, Chile*
shiryaev@phyche.ac.ru; a_shiryaev@mail.ru

ON POSSIBILITY OF DETECTION OF EMISSION FROM NANODIAMONDS IN VICINITY OF STELLAR OBJECTS: LABORATORY SPECTROSCOPY AND OBSERVATIONAL DATA

Shiryaev[1] A.A., Sabin[2] L., Valyavin[3] G., Galazutdinov[4] G.
[1]*IPCE RAS, Moscow, Russia*
[2]*Instituto de Astronomia, UNAM, Ensenada, Mexico*
[3]*SAO RAS, N.Arkhyz, Russia*
[4]*Instituto de Astronomia, Univ. Catolica del Norte, Antofagasta, Chile*

Based on extensive laboratory characterization of presolar nanodiamonds extracted from meteorites, we have proposed a novel approach to detect nanodiamonds at astrophysical objects using the 7370 Å emission band arising from lattice defects. Details of laboratory spectroscopic studies and preliminary results of observations are presented.

Since 1987, it is known that some types of meteorites contain nanodiamonds (ND). Isotopic composition of implanted noble gases indicates that some nanodiamonds should be related to supernovae explosions [1]. These nanodiamonds are characterized by log-normal size distribution from ~1 to 10 nm with median size around 2.6 nm, precluding analysis of individual grains. According to theoretical modeling and laboratory experiments, NDs are fairly stable at sizes less than few nanometers. In laboratory, NDs were synthesized by very different ways.

Attempts to observe nanodiamond features in astrophysical spectra are rather numerous, but very few of them can be (relatively) unambiguously assigned to diamonds. Most of these attempts use IR spectroscopy. As shown in [2, 3], the only real possibility of detection of nanodiamonds in IR is based on eventual observations of hot hydrogenated grains. Indeed, in [4, 5], observation of characteristic C-H features at 3.43 and 3.53 microns in emission spectra of several Herbig Ae/Be stars were reported. Perfect match of these bands to peculiar configuration of C-H bonds on surfaces of hot (800–1000K) “large” nanodiamonds (about 50 nm) makes the assignment of the observed bands to heated nanodiamonds plausible.

Spatially resolved studies [6, 7] showed that the diamond-related emission originated from the inner region (<15 AU) of the circumstellar dust disk, whereas PAH emission extended towards the outer region. Note that the "diamond" bands are observed in less than 4% of the studied Herbig stars [8].

Another approach to detect nanodiamonds is based on emission lines (photoluminescence, PL) from defects in diamond structure. The PL from nanodiamonds is usually broad and is due to surface graphitic (sp2) carbon, making the spectrum similar to G9–K0 objects and is not very characteristic. Note that, in some cases, this broad-band PL may be absent [9]. However, diamonds may contain point defects, giving rise to strong emission lines under, e.g., UV excitation. Extended Red Emission was ascribed to the photoluminescence of nitrogen-vacancy (NV) complexes in nanodiamond particles with sizes approx. 100 nm or larger [10]. However, a real stellar source emits quasi-continuum spectrum, and in this case, several charge states of the NV defects will be observed. The overlap of these contributions will make the band too broad to account for the astronomical observations (see Fig. 2 of [10]). Note that the NV defects are not observed in real nanodiamonds extracted from meteorites [2].

Importantly, spectroscopic properties of nanodiamonds are strongly size-dependent, and up to now no reliable astrophysical observations of features resembling spectra of nanodiamonds similar to those from meteorites are known.

Recently, wereported observation of an important point defect, the silicon-vacancy complex (SiV), in real nanodiamonds from meteorites [2,3]. Subsequent studies demonstrated that the SiV luminescence was confined to the smallest diamond grains with sizes below 2 nm [11]. This defect is not related to SiC grains. The SiV defect is observable in absorption and in emission as a well-defined band at 7370 Å with FWHM ~15–20 Å (Fig. 1). Strong temperature dependence of the SiV luminescence permits observation only of particles with temperatures below ~450K (the colder, the better). We suggest that observation of the SiV defect luminescence may assist in search for astrophysical sources of nanodiamonds with grain sizes comparable to those observed in meteorites. Absorption spectroscopy of this defect may complement IR observations of C-H bands pronounced in IR emission spectra of hot particles (>800–1000 K).

Combined analysis of information about structure and chemical impurities suggests that the growth process of (at least) rather abundant nitrogen-containing grains should be very fast [2]. The CVD-like (Chemical Vapour Deposition) process, possibly triggered by a shock wave(s), currently looks the most plausible one. Analysis of important details of nanodiamond synthesis in laboratory shows that finding astrophysical environment suitable for very fast growth of impurity-rich nanodiamond grains is not trivial, since it must combine relatively high density of ions (to allow condensation), rather peculiar pressure-temperature conditions (to prevent conversion to sp2-carbons) and moderate UV-flux (to prevent sublimation).

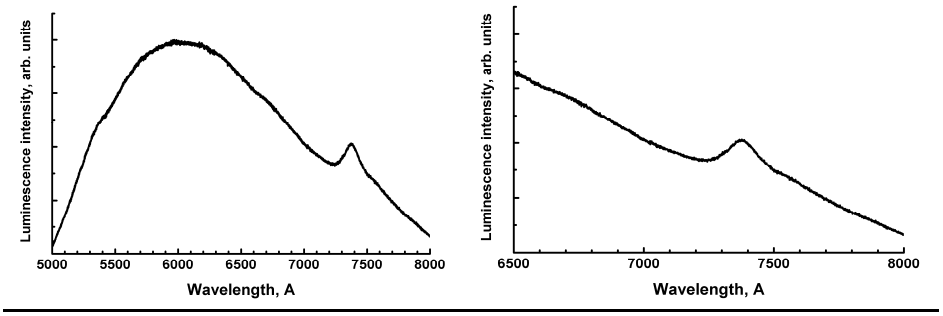


Fig.1. Laboratory spectrum of real meteoritic nanodiamonds. Left: broad spectral range, right: the SiV emission band at 7370Å.

Colliding winds from binary WR stars may be a promising site for rapid formation of nanodiamonds: dust condenses during motion along the front created by colliding stellar winds from the components. Moreover, a fraction of nanodiamonds with SN-related isotopically-anomalous xenon also fits into this scenario. In order to be implanted into nm-sized nanodiamonds, the relative speed of Xe ions should not exceed 100–200 km/sec. Such conditions could take place during interaction of the expanding shell of supernova explosion of a WR component in a binary system with the outflowing dust. Obviously, the binary WR stars are not the only promising candidates. One of significant problems in the search for the SiV emission is the absence of any reliable estimate of the signal strength, since neither nanodiamond concentration nor quantum efficiency of the SiV emission at excitation with a given stellar spectrum are known.

An observational program aiming to detect the emission line of the SiV defects from nanodiamonds around binary dust-generating Wolf-Rayet (WR104, 125, 140, 140a, 141), Herbig Ae/Be, and several carbon (HD 110914, HD 108105, AX Cyg) stars was initiated. Selected objects are promising sites for nanodiamonds formation due to reasons given above; the SiV luminescence band can be efficiently excited by broad band UV (and less efficiently by visible) radiation from the star. The observational strategy consisted of observation of the star itself and subsequent observation of the star's vicinity at distances up to 16 arcsec. Contribution of the star itself was used for proper correction of background, telluric lines, and eventual contribution of C(IV), which is close in position to the required wavelength 7370 Å. Spectral observations of WR137 and WR140 were carried out at the 6 m Russian telescope (BTA) at the Special Astrophysical Observatory (SAO) (18/19 June, 2016) using upgraded Nasmyth focus Main stellar spectrograph-polarimeter MSS (R15000, the 7000–8000 Å spectral range). The MSS is a moderate-beam classic spectrograph equipped with a circular polarization analyser combined with a 7-layer image slicer [12, 13 and http://www.sao.ru/hq/lizm/mss/en/]. Primary data reductions were made using MIDAS software packages, for details see [14]. Spectroscopic observations of other targets were performed with the 2.1 m telescope at the San Pedro Martir Ob-

servatory on June 19-23, 2017. We used the Boller & Chivens spectrograph with the 13.5 μm Spectral 2 CCD (2048 × 2048 pixels) and the 1200 l/mm grating providing a dispersion of 0.60 Å/pixel and covering the 6775–7965 Å range. The 5′ long slit, 200 μm in width was, positioned on the surroundings of each WR star. A typical exposure was 1800s, and a HeNeAr lamp was obtained after each science exposure for wavelength calibration.

Unfortunately, evaluation of the data does not reveal any significant features at the required wavelength range. The strategy of observations should be modified and extensive search in available archives for high signal/noise ratio spectra is currently underway.

G.V. and G.G. acknowledge the support of the Russian Science Foundation (project 14-50-00043, area of focus: Exoplanets) for support of the experimental part of this work with data obtained at SAO RAS. We thank the staff of the San Pedro Martir Observatory for their support, in particular, I. Plauchu Frayn, F.J. Montalvo Rocha, and G. Melgoza Kennedy.

References

1. Lewis R.S., Ming T., Wacker J.F. et al. Interstellar diamonds in meteorites // Nature. V. 326. P. 160–162. 1987.
2. Shiryaev A.A., Fisenko A.V., Vlasov I.I. et al. Spectroscopic study of impurities and associated defects in nanodiamonds from Efremovka (CV3) and Orgueil (CI) meteorites // Geochim. Cosmochim. Acta. V. 75. P. 3155–3166. 2011.
3. Shiryaev A.A., Fisenko A.V., Semjonova L.F. et al. Photoluminescence of silicon-vacancy defects in nanodiamonds of different chondrites // Met. Planet. Sci. V. 50(6). P. 1005–1012. 2015.
4. Guillois O., Ledoux G., Reynaud C. Diamond infrared emission bands in circumstellar media // Astrophys. J. V. 521. P. L133–L136. 1999.
5. Van Kerckhoven C., Tielens A.G.G.M., Waelkens C. Nanodiamonds around HD 97048 and Elias 1 // Astron. and Astrophys. V. 384. P. 568–584. 2002.
6. Habart E., Testi L., Natta A., Carbillet M. Diamonds in HD 97048: A closer look // Astrophys. J. V. 614. P. L129–L132. 2004.
7. Goto M., Henning Th., Kouchi I. et al. Spatially resolved 3 lm spectroscopy of Elias 1: Origin of diamonds in protoplanetary disks // Astrophys. J. V. 693. P. 610–616. 2009.
8. Acke B., van den Ancker M.E. A survey for nanodiamond features in the 3 micron spectra of Herbig Ae/Be stars // Astron. and Astrophys. V. 457. P. 171–181. 2006.
9. Khomich A.A. et al. Anomalous enhancement of nanodiamond luminescence on heating // Laser Physics Letters V. 14(2). 025702. 2017.
10. Chang H.-C., Chen K., Chang S. K. Nanodiamond as a possible carrier of extended red emission // Astrophys. J. V. 639. P. L63–L66. 2006.
11. Vlasov I.I., Shiryaev A.A. et al., Molecular-sized fluorescent nanodiamonds // Nature Nanotechnology. V. 9. P. 54–58. 2014.
12. Chountonov G.A. // Magnetic Stars, Ed. Yu.V. Glagolevskij, D.O. Kudryavtsev, and I.I. Romanyuk (Special Astrophysical Observatory, Nizhny Arkhyz, 2004). P. 286. 2004.
13. Kudryavtsev D.O., Romanyuk I.I., Elkin V.G., Paunzen E. New magnetic chemically peculiar stars // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. V. 372. P. 1804–1828. 2006.
14. Valyavin G.G., Grauzhanina A.O., Galazutdinov G.A. et al. Search for signatures of reflected light from the exoplanet HD 189733b by the method of residual dynamical spectra // Astrophysical Bull. V. 70. P. 466. 2015.