# СОДЕРЖАНИЕ

## Том 46, номер 5, 2020

-

Протяженный газовый диск в S0 галактике NGC 4143 О.К.Сильченко, А.В. Моисеев, Д.В. Опарин	307
Оценки параметров внегалактического фона и шума путаницы для телескопа "Миллиметрон"	
А. А. Ермаш, С. В. Пилипенко, В. Н. Лукаш	317
Изучение зависимости формы плато сверхновых типа II от металличности <i>А. А. Гольдштейн, С. И. Блинников</i>	333
Первый день сверхновой типа IIP SN 2013fs: Н $lpha$ от ускоренного газа перед ударной волной <i>Н. Н. Чугай</i>	340
Эволюционные и гидродинамические модели короткопериодических цефеид Ю. А. Фадеев	345
Эволюционный статус Ар-звезд HD 110066 и HD 153882 А. М. Романовская, Т. А. Рябчикова, Д. В. Шуляк	353
Исследование устойчивости планетной системы на космогонических временах Д. В. Микрюков	366

## ПРОТЯЖЕННЫЙ ГАЗОВЫЙ ДИСК В S0 ГАЛАКТИКЕ NGC 4143

© 2020 г. О. К. Сильченко<sup>1\*</sup>, А. В. Моисеев<sup>1, 2</sup>, Д. В. Опарин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия <sup>2</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия Поступила в редакцию 24.03.2020 г.

После доработки 24.03.2020 г.; принята к публикации 24.03.2020 г.

Представлены результаты спектрального исследования линзовидной галактики NGC 4143 — периферийного члена скопления галактик Ursa Major. Используя наблюдения на 6-м телескопе САО РАН с прибором SCORPIO-2 и архивные данные панорамной спектроскопии с прибором SAURON на телескопе WHT, мы обнаружили в этой линзовидной галактике протяженный наклонный газовый диск, спин которого примерно противоположен по направлению спину звездного диска вплоть до расстояния от центра около 3.5 кпк. Изображения галактики в эмиссионных линиях  $H\alpha$  и [NII] $\lambda$ 6583, полученные на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ с прибором MaNGaL, показали, что эмиссионные линии возбуждены ударной волной. В распределении яркости линий ионизованного газа ( $H\alpha$  и [NII] по данным MaNGaL и [OIII] по данным SAURON) хорошо заметна спиральная структура, отсутствующая в звездном диске галактики. Комплексный анализ — как распределения Ликских индексов вдоль радиуса, так и интегральных цветов, включающих измерения в ультрафиолете с космическим телескопом GALEX и измерения в ближнем инфракрасном диапазоне с космическим телескопом WISE, -- показал, что в галактике отсутствует звездообразование, возможно, уже в течение последних 10 млрд лет. Таким образом, недавнее событие аккрешии внешнего газа в NGC 4143 не сопровождалось звездообразованием, что, вероятно, связано с наклонным направлением натекания газа на диск.

Ключевые слова: диски галактик, структура галактик, эволюция галактик.

DOI: 10.31857/S0320010820050071

#### ВВЕДЕНИЕ

Линзовидные галактики традиционно относятся к галактикам ранних типов, ярким признаком которых являются красный цвет и отсутствие видимых следов текущего звездообразования. Однако обзоры представительных выборок близких галактик ранних типов, например, в рамках проекта ATLAS-3D (Каппеллари и др., 2011), показывают, что очень многие — а в разреженном окружении большинство — линзовидные галактики обладают протяженными газовыми дисками (Уэлш, Сэйдж, 2003; Сэйдж, Уэлш, 2006; Уэлш и др., 2010; Дэвис и др., 2011). Но только менее половины богатых газом S0-галактик показывают хотя бы слабые признаки текущего звездообразования (Подж, Эскридж, 1993). Если линзовидные галактики поля точно так же аккрецируют внешний холодный газ, как и спиральные, почему в их дисках не идет должным образом звездообразование? Пытаясь ответить на этот вопрос, мы недавно проанализировали поля скоростей для небольшой выборки

В настоящей заметке мы представляем еще одну линзовидную галактику, в которой есть протяженный газовый диск, но, по-видимому, нет совсем молодых звезд. Это линзовидная галактика средней светимости NGC 4143 ( $M_H = -23.4$ , NED). Обнаруженный нами газовый диск состоит из ионизованного теплого газа; на этот раз холодный нейтральный водород и молекулярный газ не были зарегистрированы (Янг и др., 2011; Серра и др., 2012). Галактика принадлежит скоплению Ursa Major (Талли и др., 1996), в котором много спиральных галактик, которое еще не срелак-

близких S0 галактик, в которых наблюдаются протяженные, регулярно вращающиеся газовые диски (Сильченко и др., 2019). Оказалось, что отсутствие звездообразования может быть вызвано наклонным направлением падения газа на диск галактики: газ при этом испытывает ударное возбуждение, разогревается и не может сколлапсировать в звезды. Таким образом, для формирования морфологического типа галактики может быть важно не только само присутствие газа, но и направление, с которого он приходит в галактику.

<sup>\*</sup>Электронный адрес: olga@sai.msu.su



Рис. 1. Радиальный профиль лучевых скоростей газа и звезд в NGC 4143 вдоль большой оси внешних изофот. Звездочками представлены скорости звездного компонента, другими значками — скорости ионизованного газа, измеренные по разным эмиссионным линиям.

сировало структурно (оно состоит из нескольких богатых групп, Караченцев и др., 2013; Пак и др., 2014), и в котором нет признаков присутствия и воздействия на галактики горячей межгалактической среды (Верхейен, Санчизи, 2001). Немногие линзовидные галактики — члены Ursa Major — активно аккрецируют межгалактический нейтральный водород (NGC 4026 и NGC 4111, Серра и др., 2012; NGC 4138, Джор и др., 1996). Сама же галактика NGC 4143 расположена на периферии скопления, и конкретно вокруг нее в линии 21 см ничего не было замечено. Однако в рамках спектрального обзора ATLAS-3D (Каппеллари и др., 2011) в галактике была зарегистрирована эмиссионная линия [OIII]  $\lambda$  5007, и поле скоростей ионизованного газа в центре галактики оказалось достаточно необычным. Мы решили предпринять наше собственное исследование этой линзовидной галактики, хорошо вписавшейся в проблематику отсутствия звездообразования в газовых дисках линзовидных галактик.

#### НАБЛЮДЕНИЯ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Спектральные наблюдения с длинной щелью осуществлялись в ночь 2/3 марта 2016 г. на редукторе светосилы прямого фокуса на 6-м телескопе САО РАН SCORPIO-2 (Афанасьев и Моисеев 2011), с гризмой VPHG1200@540 и спектральным разрешением 5 Å. Щель шириной 1" и длиной около 6' была сориентирована вдоль большой оси изофот галактики, в  $PA = 144 \deg$ . Суммарная экспозиция составила 1 ч при качестве изображений около 2.5". Измерения лучевых скоростей звездной компоненты проводились с помощью кросскорреляции поэлементных спектров, взятых вдоль щели на разных расстояниях от центра галактики, со спектром звезды класса К1.5III HD 72184, снятым в ту же ночь с той же аппаратурой. Данные получились довольно глубокие, позволяющие

измерять кинематику звезд вплоть до оптических границ галактики. Лучевые скорости газовой компоненты измерялись путем гаусс-анализа бленды эмиссионных линий  $H\alpha$ +[NII] $\lambda\lambda$ 6548,6583 и абсорбционной линии  $H\alpha$ . Результаты кинематических измерений — радиальные профили лучевых скоростей газа и звезд — представлены на рис. 1.

Кроме протяженных одномерных кинематических разрезов, полученных с длинной щелью, в нашем распоряжении были двумерные карты лучевых скоростей газа и звезд для центра галактики, полученные со спектрографом интегрального поля SAURON (Бакон и др., 2001). Галактика NGC 4143 наблюдалась в рамках проекта ATLAS-3D (Каппеллари и др., 2011) на 4.2-м телескопе Вильяма Гершеля на Канарах. Сырые данные были затребованы нами из открытого архива ING (Isaac Newton Group) Кембриджского Института Астрономии и обработаны по оригинальной методике (Сильченко, 2005). Размер поля зрения спектрографа SAURON  $33'' \times 41''$ , один пространственный элемент 0.94 × 0.94 сек. дуги, спектральное разрешение — около 4 Å. Поля скоростей звезд и газа для NGC 4143 показаны на рис. 2. Они были проанализированы методом наклонных колец (tilted rings) в модификации Алексея Моисеева (программа DETKA, Моисеев и др., 2004). Была прослежена ориентация кинематической большой оси обеих компонент, звездной и газовой; кинематическая большая ось в случае кругового вращения должна совпадать с линией узлов диска. Измерения ориентации кинематической большой оси удалось протянуть по данным SAURON вплоть до расстояния от центра около 20".

Фотометрический анализ структуры галактики был неоднократно представлен в литературе. Двумерная декомпозиция изображения NGC 4143 предпринималась Лаурикайнен и др. (2010, 2011) и Питером Эрвином в серии работ: Эрвин и Спарк (2003), Эрвин и др. (2005), Эрвин и др. (2008). Мы дополнительно провели изофотный анализ изображения NGC 4143 в фильтрах *g* и *r* по данным обзора SDSS, релиз 9 (Ан и др., 2012), результаты которого показаны на рис. 3.

Также были проведены наблюдения на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ (Корнилов и др., 2014) с новым прибором — картировщиком узких эмиссионных линий MaNGaL (Mapper of Narrow Galaxy Lines, Моисеев и др., 2020). MaNGaL является фотометром с перестраиваемым фильтром на базе сканирующего интерферометра Фабри-Перо с шириной инструментального контура (FWHM) около 15 Å. Детектор — низкошумящая ПЗСкамера iKon-M934 форматом 1024 × 1024 пикселя — использовался в режиме аппаратного биннинга 2 × 2 для экономии времени считывания и



Рис. 2. Поле скоростей звезд и газа в центре NGC 4143, рассчитанное по данным спектрографа интегрального поля SAURON. Ориентацию картинки показывают стрелки, направленные на север и на восток, в верхнем левом углу карты. Изофотами наложено распределение поверхностной яркости в континууме на длине волны 5100 Å для поля скоростей звезд и в эмиссии [OIII]λ5007 — для поля скоростей газа.



**Рис. 3.** Результаты изофотного анализа изображений NGC 4143, полученных в обзоре SDSS: радиальные вариации позиционного угла большой оси и эллиптичности изофот.

уменьшения шумов. Итоговый масштаб составил 0.66"/пиксель. Во время наблюдений последовательно выполнялись накопления изображений при настройке полосы фильтра на эмиссионные линии  $H\alpha$  и [NII] $\lambda$ 6583 (с учетом средней скорости галактики и гелиоцентрической поправки) и на континуум, смещенный на 50 Å в синюю сторону от  $H\alpha$ . Такие серии экспозиций позволяют усреднить вклад от вариаций атмосферной прозрачности и качества изображений. Наблюдения выполнялись

в ночь 13/14 апреля 2018 г. с суммарными экспозициями 2400 сек в  $H\alpha$  и континууме и 2100 с в [NII] $\lambda$ 6583; пространственное разрешение на суммарных изображениях — 2.3". Обработка данных MaNGaL мало отличается от обычных прямых снимков с узкими фильтрами и описана в статье Моисеева и др. (2020). После вычитания континуума мы получили карты полного поля галактики в эмиссионных линиях  $H\alpha$  и [NII] $\lambda$ 6583. Это позволило не только изучить морфологию ионизованного газа, но и, поделив одно двумерное распределение интенсивности эмиссионной линии на другое, оценить отношения сильных эмиссионных линий азота и водорода по всему диску галактики; с помощью измерений этого отношения можно ограничить механизм возбуждения ионизованного газа.

В связи с тем, что относительная яркость эмиссий невелика (в диске галактики EW(Ha) лежит в пределах 0.5-1.5 Å), мы контролировали точность вычитания континуума в данных MaNGaL, используя наши спектральные измерения со SCORPIO-2. Коэффициенты, на которые домножались изображения в континууме, подбирались так, чтобы обеспечить наилучшее согласие между наблюдаемыми распределениями эквивалентных ширин EW(H $\alpha$ ) и EW([NII]) вдоль большой оси галактики по данным спектроскопии и в изображениях с MaNGaL. Отличие этих коэффициентов от определяемых по звездам фона (как предполагает стандартная методика при работе с узкополосными изображениями) составило всего 2-4%, что находится в пределах разумных предположений об отличии средних распределений энергии в континууме звезд фона и самой галактики.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

И профиль лучевых скоростей газа и звезд вдоль большой оси (рис. 1), и двумерные карты лучевых скоростей газа и звезд для центральной части NGC 4143 (рис. 2) показывают, что газ в галактике вращается в противоположном направлении по отношению к звездам; причем наблюдения с длинной щелью демонстрируют это противовращение на всем протяжении газового диска — до 45" (3.5 кпк) от центра.

Если мы посмотрим на правый рис. 2, где представлено двумерное поле скоростей газа в центральной области галактики, измеренное по эмиссионной линии [OIII] $\lambda$ 5007, то мы увидим некруговые движения: распределение поверхностной яркости эмиссионной линии [OIII] $\lambda$ 5007 выглядит как однорукавная спираль, вдоль которой наблюдается избыток лучевой скорости ионизованного, высоковозбужденного газа. Переключение относительных скоростей газа с плюса на минус при переходе от внешней стороны спирали к внутренней может быть проявлением радиального течения газа к центру вдоль спирали, представляющей собой ударный фронт.

На рис. 4 сравниваются фотометрические и кинематические параметры, полученные методом наклонных колец из двумерных полей скоростей; а именно, сравниваются ориентации кинематических и фотометрических больших осей в центральной

области галактики. В случае кругового вращения внутри круглого диска в осесимметричном потенциале ориентация большой оси эллиптических изофот (а круг при произвольном наклоне к нашему лучу зрения в проекции должен выглядеть именно как эллипс) будет совпадать с линией узлов диска, а максимальная проекция скорости вращения на луч зрения тоже будет именно на линии узлов, так что направление видимого максимального градиента лучевой скорости вращающейся компоненты галактики в этом случае должно быть тоже вдоль линии узлов: фотометрическая большая ось должна совпадать с кинематической. Если же пробная точка' вращается в неосесимметричном потенциале — например, в центре диска галактики с баром, - то, как показали в своих модельных расчетах Вотрен и Дейонг (1997), большие оси, фотометрическая и кинематическая, должны разворачиваться в разные стороны от линии узлов (см. также обсуждение и ссылки в работе Моисеев и др., 2004). Что же мы видим на рис. 4 для галактики 'с баром' NGC 4143?

Измерения ориентации кинематической большой оси звездного компонента легли строго по линии узлов, несмотря на заявленное на основании анализа фотометрических данных присутствие бара (Лаурикайнен и др., 2010, 2011; Эрвин, Спарк, 2003). Ориентация кинематической большой оси газового компонента не просто отклонилась от линии узлов звездного диска галактики — она совпала с ориентацией изофот на радиусе  $R \approx 15'' - 20''$ . И если разворот кинематической большой оси газового компонента в самом центре галактики, на R < 5'', можно проинтерпретировать как некруговые движения газа (чистые радиальные потоки покажут разворот ориентации максимального градиента лучевой скорости на 90° относительно кинематической оси кругового вращения), то в области максимального разворота изофот поведение газа нельзя интерпретировать как некруговое вращение. Это больше похоже на наклонный диск, который к тому же имеет и звездный компонент. Действительно, если мы посмотрим на результаты изофотного анализа изображений галактики (рис. 3), то увидим, что на радиусе максимального разворота изофот, R = 17'', который предыдущие исследователи интерпретировали как конец бара, эллиптичность изофот строго равна эллиптичности внешних изофот диска. Если бы причиной разворота изофот был бар, то при таком небольшом отклонении ориентации бара от линии узлов можно было бы ожидать повышенную эллиптичность изофот именно на этом радиусе, чего не наблюдается. Похоже, и изофотный, и кинематический анализы данных для центральной области NGC 4143 свидетельствуют, скорее, в пользу центрального наклонного диска, содержащего звездный компонент, свя-



Рис. 4. Сравнение ориентации кинематических (для газа и звезд) и фотометрических больших осей. К значениям позиционного угла кинематической оси звездного компонента прибавлено 180°. Пунктирной горизонтальной линией показана ориентация линии узлов, определенная по самым внешним изофотам звездного диска.

занный с ориентацией плоскости вращения газа газового диска.

С помощью прибора MaNGaL на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ мы получили изображения полного поля галактики в узких эмиссионных линиях [NII] $\lambda 6583$  и Н $\alpha$ , а также, разделив одно на другое, карту отношений потоков этих эмиссионных линий (рис. 5). Отношение линий низкого возбуждения, каковой является линия [NII] $\lambda 6583$ , к эмиссионной линии водорода является хорошим индикатором механизма возбуждения газа. Пограничным отношением [NII] $\lambda 6583$  к Н $\alpha$  является значение 0.5: для газа, возбужденного молодыми массивными звездами, это отношение всегда меньше 0.5 (Кьюли, Эллисон, 2008). Вторым необходимым признаком возбуждения газа молодыми звездами является достаточно большая эквивалентная ширина эмиссионной линии На: хотя нижним пределом ее при наличии звездообразования является значение 1 А (Сид Фернандес и др., 2010), обычно требуют, чтобы EW(Hlpha) превосходила 3 Å. Если с позиций этих критериев мы проанализируем рис. 5, то обнаружим, что газ в NGC 4143 возбужден не молодыми звездами, а, скорее всего, ударными волнами. Морфология изображений галактики в потоках эмиссионных линий показывает наличие спиралей, причем спирали в потоках [NII] и На совпадают в центральной области со спиралями в эмиссионной линии [OIII] по данным SAURON. И как раз локализация этих спиралей совпадает с максимальным отношением потоков эмиссионных линий азота и водорода: [NII]/H $\alpha > 1.5$  (рис. 5, правый нижний). Интересно, что если мы обопремся на спиральный узор этого последнего рисунка, то минимальному отношению [NII]6583/H $\alpha \leq 0.5$ , обрисовывающему этот узор, будет соответствовать минимальная эквивалентная ширина эмиссионной линии  $H\alpha$ , меньше 1 А. Таким образом, и в областях с минимальным отношением потоков эмиссионных линий азота и водорода газ возбужден не молодыми звездами, а, скорее всего, ударом, поскольку эти спирали в пространственном смысле далеки от активного ядра типа LINER в NGC 4143 (Сид Фернандес и др., 2010). Такая физика возбуждения газа абсолютно согласуется с его кинематикой. Действительно, когда газовый диск врашается с существенным наклоном по отношению к экваториальной плоскости гравитационного потенциала звездного диска, при каждом пересечении газовыми облаками потенциальной ямы звездного диска в газе развивается ударная волна (Вакаматсу, 1993). Однорукавная спираль, которую мы видим на картах поверхностной яркости эмиссионных линий, и которая отсутствует на картах распределения поверхностной яркости в континууме и в широкополосных цветах, т.е. не связана ни со звездным населением, ни с пылью, может быть проявлением двухпотоковой неустойчивости, обусловленной динамическим взаимодействием в центре галактики двух противовращающихся подсистем — звездной и газовой (Ловлас и др., 1997).

#### ОБСУЖДЕНИЕ

#### Есть ли молодые звезды в NGC 4143?

Мы оценили *средний* возраст звездного населения вдоль радиуса NGC 4143, применяя к измеренным на разных расстояниях от центра Ликским индексам эволюционную модель "простых звездных населений" (Томас и др., 2003), подразумевающую одну короткую вспышку звездообразования. Эта модель заведомо применима для ядра и балджа галактики, так как наши измерения Ликских индексов магния и железа показывают, что в центре



**Рис. 5.** Изображения NGC 4143 в узких спектральных полосах, центрированных на континуум и на эмиссионные линии  $H\alpha$  и на [NII] $\lambda$ 6583 (после вычитания континуума), полученные с прибором MaNGaL на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ; а также карта отношения потоков в эмиссионных линиях [NII] $\lambda$ 6583 и  $H\alpha$ . На изображении в континууме показана область, наблюдавшаяся ранее с прибором SAURON.

NGC 4143 отношение обилий магния и железа примерно в 2 раза выше солнечного (рис. 6, левый), а это говорит о короткой длительности эпохи звездообразования, меньше 1 млрд лет. В диске галактики это отношение приближается к солнечному, т.е. там звездообразование продлилось дольше 2 млрд лет. Однако средний возраст звездного населения в NGC 4143 однородно старый, сравнимый с возрастом Вселенной, во всех структурных компонентах галактики (рис. 6, правый). SSP-модели, в которые закладывает одна короткая вспышка звездообразования для формирования всего звездного населения галактики/участка галактики, имеют своим параметром возраст звездного населения, т.е. время, прошедшее после этой основной вспышки звездообразования. Если же мы применяем SSP-модели к реальным системам, в которых эпоха звездообразования была продолжительной (для систем с солнечным отношением магния к железу эта длительность не меньше 3 млрд лет), то оцененный по этим моделям возраст системы — это "взвешенный со светимостью звезд" возраст. Поскольку молодые поколения звезд, включающие и массивные звезды, всегда ярче старых, где



Рис. 6. Диагностические диаграммы индекс-индекс для измерений возрастов и металличностей звездных населений вдоль радиуса NGC 4143 по данным спектроскопии с длинной щелью (измерения в галактике представлены черными точками с барами ошибок; соединены ломаной по мере удаления от ядра, обозначенного крупной звездой). *Слева* сопоставление индексов магния и железа с SSP ('Simple Stellar Population') моделями Томаса и др. (2003) для разных отношений обилий магния и железа в звездах; числами около модельных реперов указаны металличности моделей, около верхушек модельных последовательностей — возраста моделей *T. Справа* сплошные красные линии — модели SSP-звездных населений одного возраста; возраст моделей указан в млрд лет; около модельных реперов, соединенных синими линиями, указана общая металличность моделей. Отдельными крупными значками с барами ошибок показаны средние значения Ликских индексов для двух ярусов звездного диска галактики. Нанесены для сравнения несколько шаровых скоплений балджа Галактики с возрастами около 10 млрд лет и металличностью [Z/H] = -0.5 dex (Бисли и др., 2004).

массивные звезды вымерли, такая оценка возраста смещена в сторону момента окончания вспышки звездообразования. В случае диска NGC 4143 сочетание солнечного отношения магния к железу и старого SSP-возраста говорит о том, что его формирование закончилось не менее 10 млрд лет назад; а началось, скорее всего, где-то 13—14 млрд лет назад.

Как мы отмечали выше, то, что в галактике отсутствует заметное текущее звездообразование, показывает диагностика по отношению потоков сильных эмиссионных линий; т.е. в протяженном диске NGC 4143 нет областей НІІ. Так же и интегральные цвета галактики, приводимые в базе данных NED, а именно, NUV - r = 5.59 по данным GALEX и SDSS/DR9 и W2 - W3 = 0.88 по данным WISE, однозначно относят NGC 4143 к так называемым пассивным галактикам (Кэвирейдж и др., 2007; Клувер и др., 2017). Однако карта галактики в ультрафиолете, которую мы разыскали в открытом архиве данных обзора неба космического телескопа GALEX (рис. 7), демонстрирует протяженный диск с радиусом около 20" в далеком ультрафиолетовом диапазоне (FUV, эффективная длина волны 1500 Å) и еще более протяженный,

до 50", в ближнем ультрафиолетовом диапазоне (NUV, эффективная длина волны 2300 Å). Причем экспоненциальный масштаб этого диска,  $14.9 \pm \pm 1.0$ ", совпадает с тем, что получался у нас по SDSS-изображению галактики в *r*-фильтре. Вероятно, в данном случае мы имеем дело с крайним проявлением так называемого UV-upturn — ультрафиолетового избытка в спектрах галактик со старым звездным населением. Комбинированный ультрафиолетово-оптический цвет галактики, y = (NUV - u) - 1.7(u - g), находится на голубой границе цветов пассивного звездного населения (Али и др., 2019), т.е. показывает максимальный ультрафиолетовый избыток.

#### Характер аккреции определяет морфологический тип галактики?

Таким образом, пример NGC 4143 подтверждает тенденцию, обнаруженную нами ранее (Сильченко и др., 2019): в газовых дисках, наклоненных по отношению к звездным, в линзовидных галактиках звездообразование не идет. Данная галактика в каком-то смысле являет собой крайний пример: ее протяженный газовый диск полностью ионизован ударом, а нейтральный газ в



**Рис. 7.** Карта NGC 4143 в полосе FUV ( $\lambda_{mean} = 1530$  Å) по данным GALEX.

NGC 4143 не детектируется с очень низким пределом обнаружения:  $\log M(HI) < 6.80$  (Серра и др., 2012) и  $\log M(H_2) < 7.20$  (Янг и др., 2011). Однако в центральной области галактики, вероятно, присутствует и звездный компонент, связанный с аккрецированным газом: геометрия центрального звездного диска, оцененная методами поверхностной фотометрии, согласуется с кинематическими оценками параметров ориентации газового диска в пределах 15''-20'' от центра. Это означает, что источником аккреции могло быть поглощение богатого газом спутника с наклонной орбиты — разорванный спутник способен обеспечить как газовый, так и звездный компонент, вращающийся в наклоненной плоскости.

Аккреция внешнего холодного газа на дисковые галактики в данный момент считается важнейшим эффектом, определяющим весь ход эволюции галактики (см., например, Комб, 2015). Если мы обращаемся к общему сценарию эволюции галактик в ближней Вселенной, то из интуитивных соображений кажется, что галактики одной массы, в окружении сходной плотности, должны аккрецировать внешний холодный газ с равной вероятностью. Почему же тогда некоторые из них (большинство) формируют тонкие диски с текущим звездообразованием, другие — S0s — наследуют от ранних эпох эволюции старые звездные диски, имеют сегодня протяженные газовые диски, но не пополняют звездный дисковый компонент молодыми звездами, а третьи — Es — и вовсе как правило не имеют холодных газовых дисков? Этот вопрос активно

обдумывается и обсуждается астрономами в настоящий момент. Есть точка зрения, что вся причина этих различий — в величине момента аккрецируемого газа (см., например, Пенг и Рензини, 2020, и ссылки в этой работе). Действительно, статистически, газовые диски S0-галактик — более протяженные, чем у спиральных (Ванг и др., 2016); может быть. газ. падающий на S0s. из-за своего большого момента не доходит до центральных областей диска, где он может уплотниться и зажечь звездообразование (Пенг, Рензини, 2020)? Мы же предлагаем, плюс к величине момента падающего газа, добавить еще один фактор: направление, с которого он падает. Действительно, для объяснения очень быстрой эволюции момента вращения спиральных галактик за последние 8 млрд лет необходимо допустить. что внешний газ аккрецирует на них строго в плоскости их звездных дисков, с тем же направлением закрутки, что и направление вращения диска (Рензини, 2020). А если газ падает под углом? Наши исследования (Сильченко и др., 2019) говорят, что, во-первых, это часто наблюдается в S0-галактиках, а во-вторых, при этом падающий газ греется ударом и становится не способен к звездообразованию. Таким образом, разница в морфологическом типе дисковой галактики может на самом деле быть разницей в характере аккреции: в направлении падения внешнего газа, в ориентации и величине его орбитального спина и, конечно, еще и в количестве потока вещества. Что касается эллиптических галактик, то тут приходит на ум разница в наблюдаемом рентгеновском потоке от газовых гало галактик: у эллиптических галактик поля он солиден и неоднократно измерен аппаратами Chandra и XMM-Newton (например, Мульчай и Джелтема, 2010), в то время как у спиральных галактик той же массы обнаруживается с большим трудом. Может быть, холодный газ не доходит до эллиптических галактик, потому что разогревается в процессе течения через горячий газ гало? Тогда понятно, почему не образуются крупномасштабные газовые диски вокруг эллиптических галактик, даже находящихся в разреженном окружении.

Статья основана на наблюдательных данных, полученных с 6-м телескопом Специальной Астрофизической обсерватории РАН и с 2.5-м телескопом Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ. Мы благодарим Р.И. Уклеина за выполнение наблюдений на БТА. Наша работа поддержана грантом Программы развития МГУ "Ведущая научная школа <Физика звезд, релятивистских объектов и галактик>". Наблюдения на телескопе БТА САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (включая соглашение No05.619.21.0016, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61919X0016). В нашем анализе мы использовали данные общедоступных архивов и баз: Лион-Медонскую базу внегалактических данных (LEDA), обеспеченную командой ЛЕДА в Лионской обсерватории CRAL (Франция), и Базу внегалактических данных НАСА/ИПАК (NED). управляемую Лабораторией реактивного движения Калифорнийского технологического института по контракту с Национальным управлением аэронавтики и космических исследований (США), а также публичные данные обзора SDSS, SDSS-II, SDSS-III (сайт http://www.sdss3.org/), который финансируется Фондом Альфреда П. Слоана, институтами-участниками коллаборации SDSS, Национальным научным фондом, Министерством энергетики США. Национальной Администрацией аэронавтики и космоса (NASA), японским фондом Monbukagakusho, обществом Макса Планка и Финансирующим Советом высшего образования Англии. Еще мы привлекали для нашего анализа ланные космических телескопов GALEX и WISE. Данные миссии NASA GALEX были взяты из Архива Микульски для космических телескопов (MAST). Данные космического телескопа WISE. использованные нами. были взяты из Архива инфракрасной науки NASA/IPAC, который управляется Лабораторией реактивного движения Калифорнийского технологического института по контракту с Национальной Администрацией аэронавтики и космоса. В статье также использованы данные, полученные из Архива Группы Исаака Ньютона, который поддерживается как часть Центра астрономических данных CASU в Институте астрономии, Кембридж (Великобритания).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Али и др. (S.S. Ali, M.N. Bremer, S. Phillipps, and R. De Propris), MNRAS **487**, 3021 (2019).
- 2. Анидр. (C.P. Ahn, R. Alexandroff, C. Allende Prieto, S.F. Anderson, T. Anderton, B.H. Andrews, E. Aubourg, S. Bailey, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **203**, Aid.21 (2012).
- 3. Афанасьев, Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), Baltic Astronomy **20**, 363 (2011).
- 4. Бакон и др. (R. Bacon, Y. Copin, G. Monnet, B.W. Miller, J.R. Allington-Smith, M. Bureau, C.M. Carollo, R.L. Davies, et al.), MNRAS **326**, 23 (2001).
- 5. Бисли и др. (M.A. Beasley, J.P. Brodie, J. Strader, D. Forbes, R.N. Proctor, P. Barmby, and J.P. Huchra), Astron. J. **128**, 1623 (2004).
- 6. Вакаматсу (К.-I. Wakamatsu), Astron. J. **105**, 1745 (1993).
- 7. Ванг и др. (J. Wang, B.S. Koribalski, P. Serra, T. van der Hulst, S. Roychowdhury, P. Kamphuis and J.N. Chengalur), MNRAS **460**, 2143 (2016).
- Верхейен, Санчизи (М.А.W. Verheijen and R. Sancisi), Astron. Astrophys. **370**, 765 (2001).

- 9. Вотрен, Дейонг (Р. Vauterin and H. Dejonghe), MNRAS 286, 812 (1997).
- 10. Джор и др. (К.Р. Jore, А.Н. Broeils, and M.P. Haynes), Astron. J. **112**, 438 (1996).
- 11. Дэвис и др. (Т.А. Davis, K. Alatalo, M. Sarzi, M. Bureau, L.M. Young, L. Blitz, P. Serra, A.F. Crocker, et al.), MNRAS **417**, 882 (2011).
- Каппеллари и др. (M. Cappellari, E. Emsellem, D. Krajnovic, R.M. McDermid, N. Scott, G.A. Verdoes Kleijn, L.M. Young, K. Alatalo, et al.), MNRAS 413, 813 (2011).
- 13. Караченцев и др. (I.D. Karachentsev, O.G. Nasonova, and H.M. Courtois), MNRAS **429**, 2264 (2013).
- 14. Клувер и др. (М.Е. Cluver, Т.Н. Jarrett, D.A. Dale, J.-D.T. Smith, T. August, М.J. I. Brown, et al.), Astrophys. J. **850**, Aid.68 (2017).
- 15. Комб (F. Combes), Highlights of Astronomy **16**, 366 (2015).
- Корнилов и др. (V. Kornilov, B. Safonov, M. Kornilov, N. Shatsky, O. Voziakova, S. Potanin, I. Gorbunov, V. Senik, and D. Cheryasov), Publ. Astron. Soc. Pacific 126, 482 (2014).
- 17. Кьюли, Эллисон (L.J. Kewley and S.L. Ellison), Astrophys. J. **681**, 1183 (2008).
- Кэвирейдж и др. (S. Kaviraj, K. Schawinski, J.E.G. Devriendt, I. Ferreras, S. Khochfar, S.-J. Yoon, S.K. Yi, J.-M. Deharveng, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. 173, 619 (2007).
- 19. Лаурикайнен и др. (E. Laurikainen, H. Salo, R. Buta, J.H. Knapen, and S. Comerón), MNRAS **405**, 1089 (2010).
- 20. Лаурикайнен и др. (E. Laurikainen, H. Salo, R. Buta, and J.H. Knapen), Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **418**, 1452 (2011).
- 21. Ловлас и др. (R.V.E. Lovelace, К.Р. Jore, and M.P. Haynes), Astrophys. J. **475**, 83 (1997).
- 22. Моисеев и др. (A.V. Moiseev, J.R. Valdés, and V.H. Chavushyan), Astron. Astrophys. **421**, 433 (2004).
- 23. Моисеев и др. (A. Moiseev, A. Perepelitsyn, and D. Oparin), Experimental Astronomy, submitted (2020).
- 24. Мульчай и Джелтема (J.S. Mulchaey and T.E. Jeltema), Astrophys. J. **715**, L1 (2010).
- 25. Пак и др. (М. Рак, S.-C. Rey, T. Lisker, Y. Lee, S. Kim, E.-Ch. Sung, H. Jerjen, and J. Chung), MNRAS 445, 630 (2014).
- 26. Пенг, Рензини (Y.-J. Peng and A. Renzini), MNRAS **491**, L51 (2020).
- 27. Подж, Эскридж (R.W. Pogge and P.B. Eskridge), Astron. J. **106**, 1405 (1993).
- 28. Рензини (A. Renzini), MNRAS 495, L42 (2020).
- 29. Серра и др. (P. Serra, T. Oosterloo, R. Morganti, K. Alatalo, L. Blitz, M. Bois, F. Bournaud, M. Bureau, et al.), MNRAS **422**, 1835 (2012).
- Сид Фернандес и др. (R. Cid Fernandes, G. Stasińska, M.S. Schlickmann, A. Mateus, N. Vale Asari, W. Schoenell, and L. Sodré), MNRAS 403, 1036 (2010).

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 5 2020

- Сильченко О.К., Письма в Астрон. журн. 31, 250 (2005) [О.К. Sil'chenko, Astron. Lett. 31, 227 (2005)].
- 32. Сильченко, Моисеев, Егоров (O.K. Sil'chenko, A.V. Moiseev, and O.V. Egorov) Astrophys. J. Suppl. Ser. **244**, Aid. 6 (2019).
- 33. Сэйдж, Уэлч (L.J. Sage and G.A. Welch), Astrophys. J. **644**, 850 (2006).
- 34. Талли и др. (R.B. Tully, M.A.W. Verheijen, M.J. Pierce, J.-S. Huang, and R.J. Wainscoat), Astron. J. **112**, 2471 (1996).
- 35. Томас и др. (D. Thomas, C. Maraston, and R. Bender), MNRAS **339**, 897 (2003).
- Уэлч, Сэйдж (G.A. Welch and L.J. Sage), Astrophys. J. 584, 260 (2003).

- 37. Уэлч и др. (G.A. Welch, L.J. Sage, and L.M. Young), Astrophys. J. **725**, 100 (2010).
- 38. Эрвин, Спарк (P. Erwin and L.S. Sparke), Astrophys. J. Suppl. Ser. **146**, 299 (2003).
- 39. Эрвин и др. (P. Erwin, J.E. Beckman, and M. Pohlen), Astrophys. J. **626**, L81 (2005).
- 40. Эрвин и др. (P. Erwin, M. Pohlen, and J.E. Beckman), Astron. J. **135**, 20 (2008).
- 41. Янг и др. (L.M. Young, M. Bureau, T.A. Davis, F. Combes, R.M. McDermid, K. Alatalo, L. Blitz, M. Bois, et al.) MNRAS **414**, 940 (2011).

### ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКОГО ФОНА И ШУМА ПУТАНИЦЫ ДЛЯ ТЕЛЕСКОПА "МИЛЛИМЕТРОН"

© 2020 г. А. А. Ермаш<sup>1\*</sup>, С. В. Пилипенко<sup>1</sup>, В. Н. Лукаш<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия Поступила в редакцию 03.03.2020 г. После доработки 03.04.2020 г.; принята к публикации 28.04.2020 г.

Чувствительность наблюдений будущими телескопами далекого инфракрасного диапазона, такими как Миллиметрон, будет ограничена шумом путаницы, создаваемым далекими галактиками. Нами была создана модель ИК-фона, главной целью которой было исследование параметров шума путаницы. Модель основана на общедоступной симуляции eGALICS. Для каждой галактики из симуляции мы создаем модельный спектр при помощи программных кодов GRASIL и CHE\_EVO, что позволяет получить подсчеты источников, спектр фона и различные параметры. Полученные результаты сравниваются с наблюдательными данными и предсказаниями других моделей. Мы приходим к выводу, что наша модель достаточно уверенно воспроизводит наблюдательные данные. Однако стоит отметить, что модели предсказывают различные распределения источников на плоскости поток-красное смещение, в особенности на больших z. Нами сделаны оценки шума путаницы, основанные на подсчетах источников (критерий плотности источников, критерий вероятности отклонения и т.п.), а также на основе модельных карт. Показано, что ограниченное угловое разрешение наблюдений влияет на кривые подсчетов источников и на оценки шума путаницы. В отличие от других работ, в этой области мы получили карты интенсивности ИК-фона и каталоги модельных галактик с реалистичными спектрами, пригодные для изучения методов борьбы с эффектом путаницы.

Ключевые слова: дальний ИК, эволюция галактик.

DOI: 10.31857/S0320010820050022

#### ВВЕДЕНИЕ

Наша Вселенная наполнена фоновым излучением во всем диапазоне электромагнитного спектра. Этот фон включает в себя излучение субмиллиметровых галактик, которые имеют максимум в спектре примерно на 100 мкм в собственной системе отсчета в силу большого количества пыли, которое производится за счет активного звездообразования. Плотность субмиллиметровых галактик на небе так высока, что для телескопов существует проблема путаницы, которая оказывает влияние на чувствительность наблюдений (см., например, Доле и др. 2004).

Возможно, переводить на русский язык англоязычный термин "confusion" как "путаница" не совсем корректно, однако в настоящий момент такой перевод данного термина является устоявшимся. Хотя стоит отметить, что такой перевод названия подошел бы скорее для частного случая, когда речь идет о невозможности разрешения ярких объектов

<sup>\*</sup>Электронный адрес: aermash@gmail.com

из-за большого количества их на единицу телесного угла, что среди прочего также рассмотрено в данной статье.

Чувствительность наблюдений будущими космическими ИК-телескопами, такими как Миллиметрон (Смирнов и др., 2012; Кардашёв и др., 2014), в режиме широкополосной фотометрии будет ограничена шумом путаницы. Было предложено несколько различных подходов к увеличению чувствительности за пределами шума путаницы. Данные, полученные на более коротких волнах, возможно использовать с целью получения оценки положений объектов и предварительной оценки потока в дальнем ИК-диапазоне. Как было показано в работе (Сафарзадех и др., 2015), это позволяет эффективно учесть вклад от такого источника в длинноволновом ИК-диапазоне. Разновидность данного подхода реализована, например, в программном пакете GETSOURCES (Меньшиков и др., 2012). См. также коды GETFILAMENTS и GETIMAGES (Меньшиков и др., 2010, 2013; Меньшиков, 2017). Другой возможностью является использование данных о спектральных линиях в субмиллиметровом диапазоне, так как они содержат информацию о красных смещениях и других свойствах неразрешенных галактик, что позволяет уменьшить шум путаницы до порядка величины (Рэймонд и др., 2010). Упоминания заслуживают работы Асбот и др. (2016) и Довелл и др. (2014), где авторы используют метод анализа разностных карт для создания выборки галактик с большим содержанием пыли и высокими темпами звездообразования на больших красных смещениях.

Оценка эффективности этих методов может быть произведена путем симуляции наблюдений на будущих инструментах. Данные с космических обсерваторий (Herschel, Spitzer), а также наземных телескопов на более длинных волнах (850 мкм, 1100 мкм) обладают сравнительно низким угловым разрешением. Наблюдения ALMA обладают достаточно высоким угловым разрешением и чувствительностью, однако они покрывают очень ограниченную площадь на небе и относительно большие длины волн,  $\lambda > 300$  мкм. Суммируя все вышесказанное, нам требуется модель, которая будет в состоянии предсказать распределение источников с различными спектрами на небе, в большом интервале красных смещений и светимостей, а также оценить то, как это будет наблюдаться будущими космическими телескопами.

В настоящее время существует большое количество публикаций, в которых созданы различные модели ИК-фона (СІВ). Они могут быть условно разделены на две группы: модели обратной эволюции, называемые также эмпирическими (см. Хэйвард и др. 2013а), и полуаналитические модели.

В первой группе моделей популяция галактик описывается функцией светимости или серией функций светимости (ФС) нескольких популяций галактик с различными спектрами. Эти ФС эволюционируют с красным смещением, что параметризуется при помощи заданной математической закономерности. Эволюционные параметры вычисляются путем фитирования модели ко всем наблюдательным данным, включая подсчеты источников и имеющиеся измерения функций светимости. В силу того, что функции светимости на малых красных смещениях известны лучше всего, то за точку отсчета берутся их параметры на малых z, и предполагается, что они эволюционируют с ростом z в "обратном направлении" по времени. Этот тип имеет преимущество в том, что такие модели способны точно воспроизводить наблюдательные данные, поэтому мы использовали модель обратной эволюции Бетермин и др. (2011) в сравнительных целях. С другой стороны, модели обратной эволюции не обладают в достаточной мере предсказательной силой в диапазонах длин волн, для которых отсутствуют наблюдательные данные. Модели подобного типа были рассмотрены во множестве работ, см., например Рахмати, ван дер Верф

(2011), Доле и др. (2003), Чери, Элбаз (2001). Они различаются по количеству популяций галактик (как правило, это число составляет от двух до пяти) и по способу, каким задается эволюция.

Вторая группа моделей — это полуаналитические модели, основанные на эволюции гало темной материи, заданной при помощи функции масс гало или путем создания численной симуляции. Следующим шагом для гало с массой *M* назначается определенная светимость при помощи соотношения масса—светимость, а также задаются в соответствие спектры. Это позволяет вычислить подсчеты источников, функции светимости и др. Примеры таких моделей можно обнаружить в следующих работах: Лейси и др. (2010), Ковли и др. (2015), Швинбанк и др. (2008), Фонтанот и др. (2010), Кузин и др. (2015а), Кузин и др. (2015b).

Самый точный подход к моделированию эволюции галактик — численная симуляция эволюции барионной материи. Такие симуляции имеют ограниченный объем, поэтому их затруднительно применять для оценки параметров внегалактического фона, хотя такие попытки предпринимаются, например, в работе Шимизу и др. (2012) неплохо воспроизводятся подсчеты источников на длинах волн 850 мкм и 1100 мкм.

Однако следует помнить, что представленная здесь классификация является упрощенной, и существует множество моделей, использующих подходы различных типов. Ранее авторами была разработана простая полуаналитическая модель, в которой для гало моделей из симуляции были назначены светимости в соответствии с известным соотношением масса—светимость (Пилипенко и др., 2017). Параметры соотношения M-L были определены путем фитирования наблюдательных данных о подсчетах источников. Модель воспроизводит подсчеты источников с достаточной точностью в диапазоне длин волн 100—2000 мкм. Тем не менее стоит отметить, что эта модель использовала один спектр для всех галактик.

В данной работе мы построили модель внегалактического фона, используя данные симуляции eGALICS, описанной в работах Кузин и др. (2015а) и Кузин и др. (2015b), которая содержит параметры гало темной материи, а также свойства звездной и газовой компонент, полученные полуаналитическим методом. Нами была создана библиотека спектров при помощи кодов GRASIL и CHE\_EVO (Сильва и др., 1998). Каждой галактике из симуляции был назначен соответствующий спектр. Далее был построен конус из кубов симуляции, и проанализированы свойства модельного обзора. Основные преимущества нашей модели внегалактического фона заключаются в следующем: 1) использование N-body симуляций, что позволяет учесть влияние крупномасштабной структуры Вселенной; 2) отсутствие свободных параметров, с помощью которых предсказание симуляции аппроксимирует наблюдательные данные; 3) учет сложной эволюции спектров галактик.

Отметим, что для создания моделей внегалактического фона код GRASIL используется далеко не впервые, см., например, работы Лейси и др. (2010), Швинбанк и др. (2008), Фонтанот и др. (2010).

Важным аспектом создания моделей внегалактического фона является учет сравнительно невысокого углового разрешения существующих телескопов. Таким образом, яркие объекты на самом деле представляют из себя группы галактик. находящиеся на угловом расстоянии меньше, чем разрешающая способность. На сегодняшний день во многих работах была рассмотрена эта проблематика, см., например, первые работы, посвященные данному вопросу: Хэйвард и др. (2011, 2012, 2013b), а также Хэйвард (2013). Особенно существенен этот эффект на субмиллиметровых длинах волн, а именно 850 и 1100 мкм. Таким образом, чтобы подчеркнуть важность данного явления, Хэйвард и др. (2013b) вводят термин "субмиллиметровый источник" в противовес термину "субмиллиметровая галактика".

#### КОСМИЧЕСКИЙ ТЕЛЕСКОП МИЛЛИМЕТРОН

Основной целью данной работы является создание простой модели, которая позволит нам оценить параметры внегалактического фона для планируемого телескопа Миллиметрон. Подробные характеристики телескопа и научной аппаратуры даны в работах Кардашёв (2017); Кардашёв и др. (2014); Смирнов и др. (2012) и на официальном веб-сайте проекта в сети интернет<sup>1</sup>. Далее описаны параметры телескопа, важные для данной работы.

Космическая обсерватория Миллиметрон будет обладать 10-метровым главным зеркалом, которое будет активно охлаждаться до температуры 4.5 К. Аппарат будет запущен на орбиту около точки Лагранжа L2 в системе Солнце-Земля. Фотометрические наблюдения будут проводиться при помощи инструментов ДМС (Длинноволновый Матричный Спектрометр) и КМС (Коротковолновый Матричный Спектрометр). КМС будет состоять из двух основных частей — матричного фотометра, работающего во всем рабочем диапазоне частот, который разделен на несколько поддиапазонов с помощью дихроических делителей луча, и матричного спектрометра, спектральное разрешение которого будет определяться входным оптическим фильтром. Подобный

подход был использован в приемнике PACS (http://www.cosmos.esa.int/web/herschel/scienceinstruments), установленном и успешно отработавшем в составе космической обсерватории Гершель, что, несомненно, будет использовано при создании KMC для обсерватории "Миллиметрон". ДМС будет похож на приемник SPIRE (http://www.cosmos.esa.int/web/herschel/scienceinstruments), установленный и успешно эксплуатировавшийся в составе космической обсерватории Гершель. Одновременно с этим приемник будет оптимизирован для точных измерений эффекта Сюняева—Зельдовича. Весь диапазон рабочих частот спектрометра от 100 ГГц до 1 ТГц разбит на 4 поддиапазона.

#### Рассмотренные модели

В данной работе мы рассматривали следующие версии модели. Первая модель была создана авторами текущей работы, предыдущая версия которой детально описана в работе Пилипенко и др. (2017). Здесь и далее мы именуем эту модель P2017.

Второй моделью мы рассматривали проект IRGAL и модель, представленную в работе Бетермин и др. (2011). Здесь мы используем сокращение BM (Bethermin backward evolution Model модель обратной эволюции Бетермин и др., 2011).

Для основной части расчетов мы использовали находящуюся в открытом доступе модель eGALICS. Эта симуляция описана подробно в работах Кузин и др. (2015а) и Кузин и др. (2015b).

Рассмотренные модели внегалактического фона основаны на различных космологических симуляциях и содержат различные космологические параметры. В модели Р2017 космологические параметры были таковы:  $\Omega_{\Lambda 0} = 0.69$ ,  $\Omega_{m0} = 0.31$ ,  $H_0 = 67.77$  км с<sup>-1</sup> Мпк<sup>-1</sup> (Клыпин и др., 2016). В модели ВМ:  $\Omega_{\Lambda 0} = 0.73$ ,  $\Omega_{m0} = 0.27$ ,  $H_0 =$ = 71.0 км с<sup>-1</sup> Мпк<sup>-1</sup> (Ларсон и др., 2011). Модель еGALICS основана на космологии WMAP 3-уг:  $\Omega_{\Lambda 0} = 0.76$ ,  $\Omega_{m0} = 0.24$ ,  $H_0 = 73$  км с<sup>-1</sup> Мпк<sup>-1</sup>. Для всех вычислений был использован язык Руthon 2.7.

Приведем здесь основные свойства модели, ранее опубликованной в Пилипенко и др. (2017). Подробнее о ней можно прочитать в данной статье, детальное ее описание здесь невозможно в силу ограниченного объема публикации. Из базы COSMOSIM были извлечены все доступные срезы по красному смещению численной симуляции Small Multidark Planck (Клыпин и др., 2016). Размер куба 40 Мпк h<sup>-1</sup>, угол созданного конуса составил 1° × 1°. Ориентация оси конуса была выбрана таким образом, чтобы каждая часть куба симуляции входила в конус лишь один раз.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> millimetron.ru

Минимальное и максимальное красные смещения были заданы равными  $z_{\min} = 0.30$  и  $z_{\max} = 6.19$ . Минимальная и максимальная массы гало темной материи в симуляции составляли соответственно  $M_{\min} = 3 \times 10^{10} M_{\odot}, M_{\max} = 2.56 \times 10^{14} M_{\odot}$ . Общее количество гало  $N = 1\,285\,307$ . При учете линзирования использовалась модель точечной линзы. Было использовано следующее часто используемое соотношение M-L:

$$L(M, z) = L_0 (1+z)^{\eta} \log M \times$$
(1)  
 
$$\times \exp\left(-\frac{(\log M - \log M_0)^2}{2\sigma_L^2}\right).$$

Параметры в этой формуле таковы:  $\log M_0 = 12.6$ ,  $\sigma_L^2 = 0.15$ ,  $\eta = 3.16$  при z < 2 и  $\eta = 0$  при z > 2,  $L_0 = 5 \times 10^9 L_{\odot}$  для ИК-светимости в диапазоне длин волн 8–1000 мкм. Усредненные спектры галактик были взяты из Микаловски и др. (2010).

С целью сравнения предсказаний моделей с принципиально отличными подходами мы также произвели вычисления в соответствии с методикой, описанной в работе Бетермин и др. (2011) (модель ВМ). Подход, использованный авторами, вкратце заключается в следующем. Рассматривались две популяции, "нормальных галактик" и "галактик со звездообразованием", т.е. использовались два типа спектров. Следует отметить, что форма спектра второй популяции зависит от светимости. Задавалась функция светимости, которая эволюционирует с красным смещением. Форма зависимости доли галактик каждого типа от светимости также содержала свободный параметр. Свободные параметры определялись за счет фитирования к наблюдательным данным подсчетов источников. Линзирование также учитывалось при расчетах.

#### Модель фона на основе симуляции eGALICS

Чтобы создать модель внегалактического фона, основанную на симуляции барионной материи, мы использовали общедоступные данные модели eGALICS (Кузин и др., 2015a,b), которую создатели называют "полуаналитической". Первым шагом авторы создают симуляцию темной материи со следующими параметрами. Космология — WMAP-Зу́г, где  $\Omega_m = 0.24, \Omega_\Lambda = 0.76, f_b =$ = 0.16, h = 0.73. Объем симуляции  $(100h^{-1})^3 \simeq$  $\simeq 150 \ \mathrm{Mnk}^3,$ количество частиц $1024^3$  с массой  $m_p = 8.593 imes 10^7 \ M_{\odot}$ , минимальная масса гало  $M_h^{
m min}=1.707 imes 10^9~M_{\odot}$ . Затем авторы модели добавляют барионную материю, учитывая образование дисков, псевдобалджей, фидбэк от сверхновых, активные ядра галактик, горячие гало, процессы охлаждения и прочее. Один из ключевых новых

элементов их модели — это резервуар холодного, не участвующего в звездообразовании газа.

Первый шаг на пути к построению модели фона из этой симуляции — создание конуса. При создании большого конуса из симуляции с относительно небольшим размером куба возникает проблема, заключающаяся в том, что одна и та же часть объема оказывается на луче зрения несколько раз. Крупномасштабная структура эволюционирует медленно, в силу чего повторяющиеся элементы создают эффект перспективы, что проиллюстрировано на левой панели рис. 1. Оригинальное решение данной проблемы было предложено в статье Блэизот и др. (2005). В процессе сборки конуса каждый куб был подвергнут следующим трансформациям независимо по каждой оси: сдвиг на случайную величину, вращение на  $\pi/2, \pi$  или  $-\pi/2,$  отражение вдоль данной оси. Это не единственный вариант такого подхода. Так. Бетермин и др. (2017) применяли вращение на 10° по двум координатным осям. Результат подобных преобразований показан на рис. 1, правая панель. Как и следовало ожидать, повторяющиеся структуры отсутствуют. Наличие подобных структур оказывает влияние на вид модельной карты неба и угловую корреляционную функцию. Корреляционная функция карты, полученной без преобразований, демонстрирует избыточную кластеризацию на малых угловых масштабах.

В целях сравнения нами были созданы две модели, основанные на данных симуляции eGALICS. Первая упрощенная модель основывалась на соотношении M-L, вторая основывалась на данных об эволюции барионной материи. Сравнение этих двух моделей продемонстрирует значения учета эволюции галактик при построении моделей фона.

Вначале рассмотрим упрощенную модель. Она основывалась на информации о массах гало темной материи, соотношении масса—светимость и простом модельном спектре. Здесь и далее эта модель обозначается как Е1. Этих составляющих вполне достаточно для вычисления потоков. Соотношение M-L было взято из работы Коллаборация Planck и др. (2014):

$$L_{(1+z)\nu}(M,z) = L_0 \Phi(z) \Sigma(M,z) \Theta[(1+z)\nu], \quad (2)$$

где  $\Phi(z) = (1+z)^{\delta}$  и

$$\Sigma(M,z) = M \frac{1}{(2\pi\sigma_{L/M}^2)^{1/2}} \times$$
(3)  
  $\times e^{-(\log_{10}(M) - \log_{10}(M_{\text{eff}}))^2/2\sigma_{L/M}^2}.$ 

Параметры в этом уравнении:  $\delta = 3.6$ ,  $\sigma_{lm}^2 = 0.5$ ,  $\log_{10} M_{\text{eff}} = 12.6$  ( $M_{\text{eff}}$  в единицах  $M_{\odot}$ ),  $L_0 = 0.0135 \ L_{\odot}$ ,  $M_{\text{min}} = 1.0 \times 10^{10} \ M_{\odot}$ . Первые



**Рис. 1.** Симулированные карты модели Е2. Длина волны 350 мкм, размер пикселя 1 угл. мин. Левая панель: карты получены без применения преобразований к кубам симуляции. Повторяющиеся структуры ясно видны. Правая панель: преобразования были применены к кубам симуляции. Повторяющиеся структуры отсутствуют.

три параметра были взяты из работы Коллаборация Planck и др. (2014), последние два из Ву, Доре (2017). При  $M < M_{\min}$  светимость полагалась равной L = 0. При z > 2 параметр  $\delta = 0$ . Мы использовали библиотеку спектров из работы Чери, Элбаз (2001). Данные находятся в открытом доступе на веб-сайте: http:// david.elbaz3.free.fr/astro\_codes/chary\_elbaz.html. Библиотека состоит из 105 спектров для интервала светимости  $L = 2.73 \times 10^8 L_{\odot} - 3.53 \times 10^{13} L_{\odot}$ . Следует отметить, что использование подобной библиотеки приемлемо только для создания упрощенной модели в целях иллюстрации и сравнения. Причина заключается в том, что эта библиотека была создана для локальных галактик на малых красных смещениях. Тот факт, что спектры галактик изменяются с красным смещением, рассмотрен в огромном количестве работ, см., например, публикацию, посвященную коду GRASIL (Сильва и др., 1998).

Графики дифференциальных подсчетов источников, основанные на этом упрощенном подходе, показаны на рис. 2 и 3. На графиках отмечены Пуассоновские ошибки.

Для создания основной модели внегалактического фона на основе симуляции eGALICS мы применили следующий подход. Здесь и далее мы именуем эту модель E2. Диски и балджи рассматривались независимо. Нами была создана библиотека спектров при помощи находящихся в открытом доступе программных кодов GRASIL и CHE\_EVO (Сильва и др., 1998). Эти коды вычисляют спектральную эволюцию звездных систем, учитывая вклад от пыли. Были созданы две библиотеки спектров для дисков и балджей. Первая содержала 16758 спектров, вторая — 7056 спектров.

Для каждого объекта в конусе eGALICS с лиском и/или балджем была найдена ближайшая модель в пространстве параметров: возраст галактики  $t_{\rm gal}$ , звездная масса  $M_*$ , масса газа  $M_{\rm gas}$ , темп звездообразования, размер и металличность. Для каждого диска и балджа были созданы 10 спектров для следующих углов наклона: 0°, 10°, ..., 90°. Угол наклона каждого объекта задавался случайным образом. Для дальнейшей обработки были отобраны модели, которые отличаются от объектов в каталоге eGALICS по звездной массе не более чем на 0.1 dex. Мы также исключили те модели, которые более чем на 5 млрд лет моложе, чем возраст Вселенной. Результатом этих операций является модельный конус, который содержит трехмерные координаты объектов и идентификатор в библиотеке балджей/дисков.

Для того чтобы время вычислений оставалось приемлемым, дискретный шаг по каждому параметру не должен быть слишком мал. Чтобы компенсировать эффект от дискретности параметров, мы использовали средневзвешенные значения параметров по N ближайшим моделям. В данной работе N было принято равным 7. Следующим шагом были вычислены потоки на интересующих нас длинах волн. Вклад от активных галактических ядер также был учтен, так как данные симуляции eGALICS содержат болометрические светимости



**Рис.** 2. Дифференциальные подсчеты источников. Общее для всех графиков: 1) Предсказания модели ВМ. 2) Модель P2017. 3) E1. 4) E2. Различными маркерами показаны следующие данные из литературы. Левая верхняя панель (70  $\mu$ m): Бетермин и др. (2010а), Клементс и др. (2011) — Spitzer d = 0.85 m. Берта и др. (2011) — Hershel d = 3.29 m. Правая верхняя панель (110  $\mu$ m): Берта и др. (2010), Берта и др. (2011), Магнелли и др. (2013) — Hershel d = 3.29 m,  $\lambda = 100 \ \mu$ m. Левая нижняя панель (250  $\mu$ m): Гленн и др. (2010), Клементс и др. (2010), Бетермин и др. (2012), Валианте и др. (2016) — Herschel d = 3.29 m. Бетермин и др. (2010b) — BLAST d = 2 m. Правая нижняя панель (350  $\mu$ m): Легенда аналогична 250  $\mu$ m, с одним исключением: Коллаборация Planck и др. (2013) — PLANCK d = 1.5 m.

активных ядер галактик. Болометрическая коррекция для ИК-диапазона была взята из работы Ризалити и Элвис (2004):  $L_{IR} = 0.19 L_{\rm bol}$ . В целях простоты мы использовали один спектр AGN первого типа из работы Луи и др. (2017). Линзирование источников также было рассмотрено. Примененный метод был аналогичен методу, описанному выше и примененному в модели Р2017. Учет линзирования важен для субмиллиметровых подсчетов источников следствие крутого наклона кривой подсчетов источников, см., например, Бетермин и др. (2017). В нижеследующих разделах подробно описаны результаты, полученные при помощи данной модели.

Однако необходимо упомянуть возможную проблему в вышеописанном подходе. Заключается она в том, что на очень больших красных смещениях свойства пыли могут значительно отличаться. Отметим, что существуют свидетельства того, что количество пыли существенно изменяется с z = 2. Например, в работах Кэси и др. (2018а) и Кэси и др. (2018b) авторы рассматривают два варианта эволюции пыли от z = 2 к большим красным смещениям: количество пыли уменьшается резко или, наоборот, остается весьма значительным. Однако существующих наблюдательных данных о подсчетах источников недостаточно для того, чтобы сделать окончательный выбор в пользу одной из моделей (см., например, рис. 5 из работы Кэси и др. (2018b)). В силу этого изменение параметров пыли в данной работе не учитывалось, и это было оставлено для дальнейших исследований.

Во время подготовки данной статьи вышли работы Кузин и др. (2019а), Кузин и др. (2019b) авторов eGALICS, представляющие собой развитие рассмотренной модели. В дальнейшем целесообразно использовать новые более детальные модели галактической эволюции для оценки параметров шума путаницы и внегалактического фона.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ

#### Дифференциальные подсчеты источников

Ключевым предсказанием любой модели внегалактического фона являются подсчеты источников. Основным результатом модели P2017, а также моделей E1 и E2 являются конусы, содержащие координаты, коэффициенты усиления из-за линзирования и потоки в соответствующих длинах волн, что позволяет вычислить подсчеты источников. Это было произведено для следующих длин волн: 70, 110, 250, 350, 650, 1100, 2000 мкм. Этот выбор обоснован тем, что основной целью данной



Рис. 3. Дифференциальные подсчеты источников. Общее для всех четырех графиков. 1) Предсказания модели ВМ. Модель Р2017. 3) Е1. 4) Е2. Различные маркеры обозначают данные из литературы. Верхняя панель (650 μm): Гленн и др. (2010), Клементс и др. (2010), Бетермин и др. (2012), Асбот и др. (2016), Валианте и др. (2016) — Hershel d = 3.29 m,  $\lambda = 500$   $\mu$ m. Чен и др. (2013а), Чен и др. (2013b), Вэнг и др. (2017), Хсу и др. (2016), Кэси и др. (2013) -SCUBA-2 JCMT d = 15 m,  $\lambda = 450$   $\mu$ m. Бетермин и др. (2010b) — BLAST d = 2 m,  $\lambda = 500$   $\mu$ m. Коллаборация Planck и др. (2013) — Planck d = 1.5 m,  $\lambda = 550$   $\mu$ m. Верхняя правая панель (850  $\mu$ m): Коллаборация Planck и др. (2013) — РLANCK d = 1.5 m. Йохансон и др. (2011) — APEX LABOCA d = 12 m,  $\lambda = 870$   $\mu$ m. Нобель и др. (2012), Земцов и др. (2010) — SCUBA *d* = 15 m. Чен и др. (2013а), Чен и др. (2013b), Хсу и др. (2016), Гич и др. (2017), Кэси и др. (2013) — SCUBA 2 d = 15 m. Карим и др. (2013), Симпсон и др. (2015), Стэч и др. (2018) — ALMA 870  $\mu$ m. Агуирре и др. (2018) — LABOCA/ACT *d* = 6 m, 870 µm. Нижняя левая панель (1100 µm): Скотт и др. (2012), Скотт и др. (2010), Аустерманн и др. (2010), Аретксага и др. (2011), Аустерманн и др. (2009), Хатсукаде и др. (2011), Зебаллос и др. (2018) — AzTEC d = 10 m, d = 15 m. Хэйвард и др. (2013а) — модельные предсказания. Карниани и др. (2015), Хатсукаде и др. (2016), Мунос Аранцибиа и др. (2017), Умехата и др. (2017) — ALMA. Фуджимото и др. (2016), Аравена и др. (2016), Оно и др. (2014), Отео и др. (2016) — ALMA 1.2 mm. Хатсукаде и др. (2013) — ALMA 1.3 mm. Левая нижняя панель (2000 µm): Коллаборация Planck и др. (2013) — PLANCK 143GHz (2096 µm). Мокану и др. (2013), Виейра и др. (2010) — SPT. На графиках для 650, 850 и 1100 µm показаны кривые подсчетов источников, полученные PSF-фотометрией модельных карт Е2.

работы является предсказание параметров фона для телескопа Миллиметрон. Графики подсчетов источников приведены на рис. 2 и 3. Крайне важно сравнить модельные предсказания с наибольшим количеством результатов наблюдений из различных работ.

В случае если длина волны отличалась от расчетной, подсчеты источников конвертировались в предположении, что  $S_{\lambda_1} = k S_{\lambda_2}$ . Коэффициент k высчитывался путем линейной регрессии по всем объектам модельного конуса. На 650 мкм наблюдательные данные отсутствуют, все нанесенные на график маркеры получены путем пересчета с длин волн 450, 500, 550 мкм.

Отметим, что активные ядра галактик вносят заметный вклад на коротких длинах волн (70 и 110 мкм), начиная с 250 мкм их влиянием можно пренебречь. К такому же выводу, а именно, что AGN вносят вклад только на коротких длинах волн, пришли и авторы других работ, например Кэси и др. (2018а). На длинах волн 1100 и 2000 мкм AGN могут вносить вклад за счет синхротронного излучения радиогромких источников, однако количество источников на рассматриваемой в данной работе площадке в один квадратный градус должно быть мало (Кэси и др. (2018а)). Вообще, следует отметить тот факт, что на больших потоках достоверность наблюдательных данных и результатов модельных симуляций находится под вопросом в силу малых углов обзоров.

На больших красных смещениях яркие на длинах волн 850 и 1100 мкм объекты могут представлять собой разнородную популяцию, состоящую из сливающихся галактик, нестабильных дисков и других типов объектов. В симуляции барионной материи, взятой нами за основу модели фона, учитываются слияния галактик и их влияние на звездообразование.

Как и следовало ожидать, модель ВМ, являясь феноменологической, неплохо аппроксимирует наблюдательные данные на всех рассмотренных длинах волн. Предсказания модели Р2017 находятся в пределах ошибок наблюдательных данных, однако недостатком является то, что она предсказывает подсчеты до несколько меньших потоков, чем модель Е2. Модель Е1, созданная для сравнения, как и следовало ожидать, демонстрирует значительные расхождения с наблюдениями. Модель Е2 неплохо предсказывает подсчеты источников на всех длинах волн.

Следует отметить некоторое расхождение в модельных предсказаниях подсчетов моделей на длинах волн 850 и 1100 мкм на потоках S > 1 мЯн. Причина этого была обнаружена ранее во множестве различных работ, см., например Бетермин и др. (2017), Ковли и др. (2015) (посвящена субмиллиметровой полосе 850 мкм) и особенно Ковли и др. (2017). Первыми на этот эффект обратили внимания авторы работ Хэйвард и др. (2011, 2012). Дело в том, что на больших длинах волн следует различать подсчеты источников, полученные на основе модельных каталогов и анализа наблюдательных карт. Причина этого заключается в том, что при сравнительно небольшом разрешении значительная доля наблюдаемых объектов на самом деле являются группами галактик, причем не обязательно физически связанными (см., например, рис. 8 из работы Ковли и др. (2015), а также Хэйвард и др. (2013b)). Это различие является весьма существенным, даже несмотря на большую разницу, в порядок величины, между различными наблюдательными оценками (Кэси и др., 2018а). В целях иллюстрации этого эффекта нами были построены модельные карты для всех рассмотренных нами длин волн. Разрешающая способность телескопа "Миллиметрон" считалась диффракционной, размер пикселя на каждой длине волны предполагался равным FWHM/3. В целях простоты шум на модельных картах отсутствовал. Это ведет, вопервых, к лучшему детектированию источников, чем при реальных наблюдениях, а во-вторых, к тому, что на искажения подсчетов будет влиять исключительно эффект путаницы. Далее карты были обработаны алгоритмом DAOPHOT, осуществляющим PSF-фотометрию, и были вычислены подсчеты источников на основе полученных каталогов. Соответствующие кривые отмечены на рис. 3 для 650, 850 и 1100 мкм.

Наблюдательные данные на рис. 2 и 3 отмечены различными цветами в зависимости от диаметра

главного зеркала телескопа, на котором проводились наблюдения, что также указано в легенде графиков. Общее правило было выбрано таким, чтобы большее угловое разрешение соответствовало более темному цвету. Маркеры занимают разные области на больших длинах волн, начиная с 650 мкм. Важно отметить, что подсчеты источников, полученные на основе каталогов, лучше соответствуют подсчетам, полученным с хорошим угловым разрешением, а восстановленные из карт — подсчетам, полученным на телескопах с меньшей апертурой.

Корректное предсказание субмиллиметровых подсчетов на длине волны 850 мкм является важным тестом адекватности модели. Будущий телескоп Миллиметрон сможет внести заметный вклад в решение вопроса об истинной форме кривой подсчетов источников как крупный субмиллиметровый космический телескоп.

#### Эволюция с красным смещением

Известно, что на различных длинах волн зависимость вклада в подсчеты источников от объектов на различных красных смещениях значительно изменяется. Мы строим 2D графики, на которых показана зависимость вклада в подсчеты источников от объектов на различных красных смещениях с различными потоками (рис. 4). Линией обозначена зависимость среднего красного смещения источников с потоком больше заданного в зависимости от потока  $\langle z \rangle (S > S_{im})$ . Чтобы исключить влияние небольшого количества близких ярких объектов, усреднение проводилось по z > 0.4.

Все модели демонстрируют различную форму зависимостей, однако общим для них является увеличение вклада от объектов на больших красных смещениях с ростом длины волны, что объясняется отрицательной К-коррекцией (см., например, Довелл и др. 2014). Так, на длине волны 870 мкм поток не зависит от красного смещения в интервале красных смещений z = 1-10 и определяется исключительно физическими параметрами галактики (Хэйвард и др., 2013b; Хэйвард, 2013).

На длинах волн 1100 и 2000 яркие источники находятся на гораздо больших красных смещениях, чем более слабые источники (Кэси и др., 2018b). И в общем случае распределение обзора по красному смещению зависит от глубины обзора. Все это ведет к важному выводу, что для поиска объектов на больших красных смещениях на длинах волн  $\lambda \geq 1100$  мкм нужны не глубокие обзоры, а как можно большие по площади покрытия.

Созданная авторами модель фона E2 достаточно хорошо воспроизводит наблюдаемое распределение по красному смещению до 650 мкм включительно. Однако на больших длинах волн самые яркие объекты имеют заметно большее красное



**Рис. 4.** Вклад в дифференциальные подсчеты источников  $(dN = dSS^{2.5})$  от объектов с различными потоками  $S_{\nu}$  на различных красных смещениях. Кривая демонстрирует зависимость среднего красного смещения объектов с потоком больше, чем  $\langle z \rangle (S > S_{\rm lim})$ . Также приводятся данные из литературы. Плюсами показаны оценки из наблюдений, кружки показывают модельные оценки. 70  $\mu$ m) Берта и др. (2011) — Hershel. 110  $\mu$ m) Магнелли и др. (2013), Берта и др. (2011) — Hershel. 250  $\mu$ m) Бетермин и др. (2012), Митчелл-Вайн и др. (2012) — Hershel. 350  $\mu$ m) Бетермин и др. (2012), Митчелл-Вайн и др. (2012) — Hershel. 500  $\mu$ m. Кэси и др. (2013), Розбум и др. (2013) — (SCUBA-2 450  $\mu$ m). 850  $\mu$ m) Бетермин и др. (2017) — SCUBA 2. Копровски и др. (2014) — SMA, 890  $\mu$ m. Копровски и др. (2014) — Laboca 870  $\mu$ m. 1100  $\mu$ m) Кэси и др. (2018а), Хэйвард и др. (2013а) — Модельные предсказания. Чапин и др. (2009), Копровски и др. (2014), Копровски и др. (2014) — Calsa), Стэгун и др. (2014) — GISMO.

смещение. Во-первых, стоит отметить большой разброс наблюдательных оценок. Так, на 850 мкм оценки для самых ярких объектов дают z = 2-4, а на 1100 мкм z = 2-5. Во-вторых, на результаты настоящей работы не повлияют параметры ярчайших объектов с количеством несколько единиц на всю площадь обзора, так как нашей целью является оценка параметров шума путаницы.

#### Спектр внегалактического фона

В этом разделе рассмотрен вклад в спектр фона галактик в различных интервалах по красному смещению. Спектры внегалактического фона для четырех интервалов по красному смещению показаны на рис. 5.

Отметим, что в данном случае все рассмотренные модели демонстрируют неплохое согласие с наблюдательными данными на относительно небольших красных смещениях (z < 2), а также для интегрального спектра внегалактического фона. Как было сказано выше, активные ядра вносят заметный вклад только на коротких длинах волн, причем этот вклад наиболее заметен на срезе по красному смещению 0 < z < 1. Следует отметить,

что на длинах волн меньше 100 мкм зодиакальный свет значительно превосходит внегалактический фон, поэтому существуют только косвенные его оценки на основе подсчетов источников, см., например, Стэкер и др. (2016).

#### Шум путаницы

Существует некоторая "путаница" в определении термина "шум путаницы", который различные авторы определяют по-разному. В данной работе были использованы следующие критерии его оценки.

Первый критерий оценки путаницы можно определить как минимальную полноту детектирования источников с потоком выше  $S_{\rm im}$ , которая определяется как доля источников, потерянных в процессе детектирования в силу того, что ближайший сосед с потоком выше  $S_{\rm im}$  находится на расстоянии, делающим разделение невозможным. Часто используется следующая формула из работы Доле и др. (2003):

$$N_{SDC} = -\frac{\log(1 - P(\langle \theta_{\min})))}{\pi k^2 \theta_{FW}^2}.$$
 (4)

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 5 2020



**Рис. 5.** Спектр внегалактического фона. Легенда одинакова для всех четырех панелей. 1) Предсказания модели ВМ. 2) Р2017. 3) Е2. 4) Е2 без вклада от AGN. На четырех панелях показаны кривые для следующих срезов по красному смещению. Верхняя левая панель: 0.0 < z < 1.0. Правая верхняя панель: 1.0 < z < 2.0. Нижняя левая панель: 0.0 < z < 1.0. Правая верхняя панель: 1.0 < z < 2.0. Нижняя левая панель: 2.0 < z < 3.0. Правая нижняя панель: 3.0 < z. Верхняя группа кривых показывает спектр фона для всего интервала красных смещений. На графиках отмечены следующие данные из литературы. Верхние левая и правая панель. Бетермин и др. (2012), Виеро и др. (2013) — Hershel. Джаузак и др. (2011) — Spitzer. Шмидт и др. (2015) — Planck. Левая нижняя панель. Бетермин и др. (2013) — Hershel, 3 < z < 4. Шмидт и др. (2015) — Planck. Нижняя правая панель. Виеро и др. (2013) — Hershel, 3 < z < 4. Шмидт и др. (2015) — Planck. Нижняя правая панель. Ветермин, Доле (2011) — Наблюдательные данные с различных инструментов. Подробности см. в оригинальной статье. Чери, Элбаз (2001) — Наблюдательные данные и модельные предсказания. Драйвер и др. (2013) — Наблюдательные данные и модельные предсказания. Драйвер и др. (2013) — Наблюдательные данные и модельные предсказания. Драйвер и др. (2016) — Spitzer и Hershel. Двек, Креннрич (2013) — Наблюдательные данные и модельные предсказания. Драйвер и др. (2016) — Spitzer и Hershel. Двек, Креннрич (2013) — Наблюдательные данные и модельные предсказания. Драйвер и др. (2016) — Spitzer и Hershel. Двек, Креннрич (2013) — Наблюдательные данные и модельные предсказания. Доробности см. в оригинальной статье. Фиксен и др. (1998), Лагаш, Паджет (2000) — СОВЕ/FIRAS. Джаузак и др. (2011) — Spitzer. Ким и др. (2012) — Акагі и Spitzer. Матсуура и др. (2011) — АКАRI. Коллаборация Planck и др. (2014), Шмидт и др. (2015) — Planck. Виеро и др. (2013) — Hershel.

В данной формуле вероятность P = 0.1, k = 0.8, а  $\theta_{FW}$  — ширина на половине амплитуды диаграммы направленности.

Второй критерий носит название фотометрического. Вычисляется следующим образом (Доле и др., 2003). Амплитуда отклика x от источника с потоком S с координатами  $\theta$ ,  $\phi$ :

$$x = Sf(\theta, \phi). \tag{5}$$

В данной формуле  $f(\theta, \phi)$  — двумерный профиль диаграммы направленности. Среднее количество откликов R(x) с амплитудами в интервале от xдо r(x) от источников в элементе диаграммы направленности  $d\Omega$  с координатами  $(\theta, \phi)$ , где  $d\Omega = 2\pi\theta d\theta d\phi$ , вычисляется по формуле

$$R(x)dx = \int_{\Omega} \frac{dN}{dS} dS d\Omega.$$
 (6)

Общая дисперсия измерения в пучке из-за внегалактических источников с потоком меньше, чем  $S_{\rm im}$ , выражается как

$$\sigma_c^2 = \int_0^{x_{lim}} x^2 R(x) dx, \tag{7}$$



Рис. 6. Гистограмма распределения потоков в пикселях модельной карты для телескопа с диаметром зеркала 10 м на длине волны 850 мкм. Сплошная линия — аппроксимация негативной стороны распределения гауссианой. Штрихпунктирная линия — аппроксимация негативной стороны полиномом.

где  $x_{\rm im} = S_{\rm im} f(\theta, \phi)$  — верхний предел отклика на больших потоках. Доле и др. (2003) переписывают эту формулу в виде

$$\sigma_c^2 = \int f^2(\theta, \phi) d\theta d\phi = \int_0^{S_{lim}} = S^2 \frac{dN}{dS} dS.$$
 (8)

В этой формуле dN/dS — дифференциальные подсчеты источников в  $Ян^{-1}Cp^{-1}$ ,  $\sigma_c$  — шум путаницы,  $S_{\rm im}$  — предел путаницы. Дальнейшее сводится к определению фотометрического критерия q, который, как правило, задается равным 3 или 5, и решению уравнения

$$q = \frac{S_{\rm im}}{\sigma_{\rm cphot}(S_{\rm im})}.$$
(9)

Третий критерий носит название "критерий вероятности отклонения" (Probability of Deflection -P(D)). Вычисляется он следующим образом, см. Гленн и др. (2010). Средняя плотность источников на единицу телесного угла с потоком в интервале от x до x + dx:

$$R(x)dx = \int_{\Omega} \frac{dN}{dS} \left(\frac{x}{b}\right) b^{-1} d\Omega dx, \qquad (10)$$

где *b* — функция диаграммы направленности. Функция распределения вероятности потока в отдельном пикселе, таким образом,

$$P(D) = F_{\omega}^{-1} \left[ \exp\left(\int_{0}^{\infty} R(x) \exp(i\omega x) dx - (11)\right) - \int_{0}^{\infty} R(x) dx \right],$$

где  $F_{\omega}^{-1}$  обозначает обратное фурье-преобразование. В качестве оценки шума можно использовать различные численные параметры. Авторы Бетермин и др. (2011), например, использовали интерквартиль, разделенный на 1.349.

Еще в ряде работ шум путаницы определяется как поток, на котором количество источников достигает определенного значения на площадь диаграммы направленности. Обычно это число выбирается равным 1/20, 1/30 или 1/40.

Все вышеупомянутые методы оценки основаны исключительно на информации о подсчетах источников. Ряд других методов основан на анализе карт. Простейшим подходом является вычисление дисперсии значения потока в пикселях карты, см., например, Фернандез-Конде и др. (2008). Однако распределение потока в пикселях является негауссовым (Нгуен и др., 2010, Марсден и др., 2009, Лейтон и др., 2015), что наглядно видно на рис. 6. В ряде работ, (см., например, Марсден и др., 2009),

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 5 2020



Рис. 7. Зависимость шума путаницы от длины волны для модели E2, оцененная различными методами. Диаметр главного зеркала d = 3.29 m (Hershel) и d = 10.0 m (Миллиметрон) соответственно. Линии и маркеры черного цвета показывают оценки, основанные на подсчетах источников, серые показывают оценки, основанные на анализе карт. а) Ph.C — фотометрический критерий, параметр q = 5. b) Критерий плотности источников. c) P(D) — критерий вероятности отклонения. Дано значение для  $1\sigma$ . d) Число диаграмм направленности на источник (N = 20) с потоком, большим  $S_{\nu}$ . e) Дисперсия значения потока в пикселях. f)  $\sigma$  левой стороны пиксельной гистограммы. g) FWHM/2.355 левой стороны пиксельной гистограммы. G) — оценки шума путаницы на основе наблюдательных карт. Лейси и др. (2010) — N = 20 источников на диаграмму направленности. Доле и др. (2004) — Критерий плотности источников (SDC). Фернандез-Конде и др. (2008) — дисперсия потока в пикселях карты. Лейси и др. (2010) — N = 20 источников 48% фотометрической полноты. Валианте и др. (2016) — то Гауссианы, которой фитировалась левая сторона пиксельной гистограммы. Асбот и др. (2016) — дисперсия значения потока в пикселях карты. Бетермин и др. (2017) — оценка из модельных карт. Оливер и др. (2010) — N = 20 источников карт истограммы. Асбот и др. (2010) — N = 20 источников и для одельных карт. Оливер и др. (2010) — N = 20 источников и для потока в пикселях карты. Валианте и др. (2016) —  $\sigma$  Гауссианы, которой фитировалась левая сторона пиксельной гистограммы. Асбот и др. (2010) — N = 20 источников на диаграмму направленых карт. Оливер и др. (2010) — N = 20 источников. Аустериямы, аналогична, показаны следующие оценки из литературы: Доле и др. (2004) — критерий плотности источников. Аустерманни др. (2010) — N = 30 источников на диаграмму направленности.

оценка шума путаницы определялась как  $\sigma$  гауссианы, полученной фитированием левой стороны пиксельной гистограммы. Однако на коротких длинах волн при наблюдениях с большим диаметром зеркала, например,  $\lambda = 250$  мкм и d = 10 м, левая сторона гистограммы также демонстрирует отклонение от гауссианы. На рис. 7 отмечены как  $\sigma$ Гауссианы, так и FWHM/2.355.

На рис. 7 приведены графики зависимости шума путаницы от длины волны для диаметра главного зеркала D = 3.29 м (Hershel) и D = 10.0 м (Миллиметрон).

Так как речь идет о космических телескопах, для расчетов использовалось предположение о дифракционном качестве изображения, т.е. шум путаницы зависит от углового разрешения инструмента и кривых подсчетов источников. Разрешение инструмента, в свою очередь, зависит от диаметра зеркала и длины волны. Таким образом, на общий тренд увеличения шума путаницы для телескопов с меньшим диаметром зеркала и для больших длин волн накладывается эффект от изменения формы кривых подсчетов источников, что и дает наблюдаемые формы кривых. Интересно, что для всех диаметров зеркала кривые имеют пик на определенной длине волны и спад в сторону больших длин волн.

#### выводы

В данной статье мы создали модель внегалактического фона и сравнили ее с другими моделями и наблюдательными данными. Основная модель, которая по тексту называется E2, была основана на симуляции eGALICS (Кузин и др., 2015а,b) и библиотеке спектров, созданной при помощи GRASIL и CHE\_EVO (Сильва и др., 1998). Мы сравнили эту модель с широко известной моделью Бетермин и др. (2011), которая в тексте именуется для краткости ВМ. Мы также сравнили наши результаты с ранее опубликованной моделью Пилипенко и др. (2017) (P2017).

С помощью этих моделей мы вычислили подсчеты источников, спектры внегалактического фона для различных интервалов по красному смещению и светимости, зависимость шума путаницы от длины волны и диаметра телескопа. Модели ВМ, P2017, E2 демонстрируют уверенное согласие друг с другом и наблюдательными данными. Расхождение на больших потоках на больших длинах волн, по-видимому, объясняется эффектами разрешения.

Мы проанализировали подсчеты источников на двумерной плоскости поток—красное смещение. Все модели демонстрируют тренд увеличения вклада далеких галактик на больших длинах волн.

Все рассмотренные модели воспроизводят интегральный спектр внегалактического фона достаточно хорошо, расхождения наблюдаются на больших красных смещениях z > 2.

Мы использовали различные методы оценки шума путаницы для телескопов с диаметром главного зеркала 3.29 м (Hershel) и 10 м (Миллиметрон) на длинах волн 70–2000 мкм. Было рассмотрено, как форма кривой подсчетов источников влияет на оценки шума путаницы. Показано, что существует некоторая "путаница" в определении шума путаницы, и существует множество критериев оценки. Они основаны как на информации о подсчетах источников, так и на анализе карты. Сравнивать их между собой стоит с осторожностью. Выбор конкретного критерия для оценки зависит от непосредственно стоящей задачи.

Что касается конкретных рекомендаций по проведению наблюдений, то их делать на текущий момент рано. Во-первых, параметры детекторов еще ожидают окончательного утверждения, то же относится и к итоговому списку научных задач. Вовторых, подходы, позволяющие преодолеть шум путаницы, используя данные фотометрии на различных длинах волн, в настоящий момент активно разрабатываются различными авторами. Их наличие также повлияет на стратегию будущих наблюдений.

Работа А.А. Ермаш и С.В. Пилипенко поддержана проектом N01-2018 программы "Новые научные группы ФИАН". Работа В.Н. Лукаша поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 19-02-00199). Эта публикация была поддержана проектом КП 19-270 РАН "Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с использованием методов наземных наблюдений и космических исследований".

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Агуирре и др. (P. Aguirre, R.R. Lindner, A.J. Baker, J.R. Bond, R. Dünner, G. Galaz, P. Gallardo, M. Hilton, et al.), Astrophys. J. 855, 26 (2018).
- 2. Аравена и др. (M. Aravena, R. Decarli, F. Walter, E. Da Cunha, F.E. Bauer, C.L. Carilli, E. Daddi, D. Elbaz, et al.), Astrophys. J. **833**, 68 (2016).
- Аретксага и др. (I. Aretxaga, G.W. Wilson, E. Aguilar, S. Alberts, K.S. Scott, N. Scoville, M.S. Yun, J. Austermann, et al.), MNRAS 415, 3831 (2011).
- 4. Асбот и др. (V. Asboth, A. Conley, J. Sayers, M. Béthermin, S.C. Chapman, D.L. Clements, A. Cooray, H. Dannerbauer, et al.), MNRAS **462**, 1989 (2016).
- 5. Аустерманн и др. (J.E. Austermann, I. Aretxaga, D.H. Hughes, Y. Kang, S. Kim, J.D. Lowenthal, T.A. Perera, D.B. Sanders, et al.), MNRAS **393**, 1573 (2009).

- 6. Аустерманн и др. (J.E. Austermann, J.S. Dunlop, T.A. Perera, K.S. Scott, G.W. Wilson, I. Aretxaga, D.H. Hughes, O. Almaini, et al.), MNRAS **401**, 160 (2010).
- 7. Берта и др. (S. Berta, B. Magnelli, D. Lutz, B. Altieri, H. Aussel, P. Andreani, O. Bauer, A. Bongiovanni, et al.), Astron. Astrophys. **518**, L30 (2010).
- 8. Берта и др. (S. Berta, B. Magnelli, R. Nordon, D. Lutz, S. Wuyts, B. Altieri, P. Andreani, H. Aussel, et al.), Astron. Astrophys. **532**, A49 (2011).
- 9. Бетермин, Доле (M. Béthermin and H. Dole), ArXiv e-prints1102.1827 (2011).
- 10. Бетермин и др. (M. Béthermin, H. Dole, A. Beelen, and H. Aussel), Astron. Astrophys. **512**, A78 (2010a).
- 11. Бетермин и др. (M. Béthermin, H. Dole, M. Cousin, and N. Bavouzet), Astron. Astrophys. **516**, A43 (2010b).
- 12. Бетермин и др. (M. Béthermin, H. Dole, G. Lagache, D. Le Borgne, and A. Penin), Astron. Astrophys. **529**, A4 (2011).
- 13. Бетермин и др. (M. Béthermin, E. Le Floc'h, O. Ilbert, A. Conley, G. Lagache, A. Amblard, V. Arumugam, H. Aussel, et al.), Astron. Astrophys. **542**, A58 (2012).
- 14. Бетермин и др. (M. Béthermin, C. De Breuck, M. Sargent, and E. Daddi), Astron. Astrophys. **576**, L9 (2015).
- 15. Бетермин и др. (M. Béthermin, H.-Y. Wu, G. Lagache, I. Davidzon, N. Ponthieu, M. Cousin, L. Wang, O. Doré, et al.), Astron. Astrophys. **607**, A89 (2017).
- 16. Блэизот и др. (J. Blaizot, Y. Wadadekar, B. Guiderdoni, S.T. Colombi, E. Bertin, F.R. Bouchet, J.E.G. Devriendt and S. Hatton, et al.), MNRAS **360**, 159 (2005).
- 17. Валианте и др. (E. Valiante, M.W.L. Smith, S. Eales, S.J. Maddox, E. Ibar, R. Hopwood, L. Dunne, P.J. Cigan, et al.), MNRAS **462**, 3146 (2016).
- Виейра и др. (J.D. Vieira, T.M. Crawford, E.R. Switzer, P.A.R. Ade, K.A. Aird, M.L.N. Ashby, B.A. Benson, L.E. Bleem, et al.), Astrophys. J. 719, 763 (2010).
- 19. Виеро и др. (M.P. Viero, L. Moncelsi, R.F. Quadri, V. Arumugam, R.J. Assef, M. Béthermin, J. Bock, C. Bridge, et al.), Astrophys. J. **779**, 32 (2013).
- 20. Ву, Доре (H.-Y. Wu and O. Doré), MNRAS **467**, 4150 (2017).
- 21. Вэнг и др. (W.-H. Wang, W.-C. Lin, C.-F. Lim, I. Smail, S.C. Chapman, X.Z. Zheng, H. Shim, T. Kodama, et al.), Astrophys. J. **850**, 37 (2017).
- 22. Гич и др. (J.E. Geach, J.S. Dunlop, M. Halpern, I. Smail, P. van der Werf, D.M. Alexander, O. Almaini, I. Aretxaga, et al.), MNRAS **465**, 1789 (2017).
- 23. Гленн и др. (J. Glenn, A. Conley, M. Béthermin, B. Altieri, A. Amblard, V. Arumugam, H. Aussel, T. Babbedge, et al.), MNRAS **409**, 109 (2010).

- 24. Двек, Креннрич (E. Dwek and F. Krennrich), Astropart. Phys. **43**, 112 (2013).
- 25. Джаузак и др. (M. Jauzac, H. Dole, E. Le Floc'h, H. Aussel, K. Caputi, O. Ilbert, M. Salvato, N. Bavouzet, et al.), Astron. Astrophys. **525**, A52 (2011).
- 26. Довелл и др. (C.D. Dowell, A. Conley, J. Glenn, V. Arumugam, V. Asboth, H. Aussel, F. Bertoldi, M. Béthermin, et al.), Astrophys. J. **780**, 75 (2014).
- 27. Доле и др. (H. Dole, G. Lagache, and J.-L. Puget), Astrophys. J. **585**, 617 (2003).
- 28. Доле и др. (H. Dole, G.H. Rieke, G. Lagache, J.-L. Puget, A. Alonso-Herrero, L. Bai, M. Blaylock, E. Egami, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **154**, 93 (2004).
- 29. Драйвер и др. (S.P. Driver, S.K. Andrews, L.J. Davies, A.S.G. Robotham, A.H. Wright, R.A. Windhorst, S. Cohen, K. Emig, et al.), Astrophys. J. 827, 108 (2016).
- 30. Зебаллос и др. (M. Zeballos, I. Aretxaga, D.H. Hughes, A. Humphrey, G.W. Wilson, J. Austermann, J.S. Dunlop, H. Ezawa, et al.), MNRAS **479**, 4577 (2018).
- 31. Земцов и др. (M. Zemcov, A. Blain, M. Halpern, and L. Levenson), Astrophys. J. **721**, 424 (2010).
- 32. Йохансон и др. (D. Johansson, H. Sigurdarson, and C. Horellou), Astron. Astrophys. **527**, A117 (2011).
- Кардашёв и др. (N.S. Kardashev, I.D. Novikov, V.N. Lukash, S.V. Pilipenko, E.V. Mikheeva, D.V. Bisikalo, D.S. Wiebe, A.G. Doroshkevich, et al.), Phys. Uspekhi 57, 1199 (2014).
- 34. Кардашёв (N.S. Kardashev), Астрон. журн. **61**, 310 (2017).
- 35. Каримидр. (A. Karim, A.M. Swinbank, J.A. Hodge, I.R. Smail, F. Walter, A.D. Biggs, J.M. Simpson, A.L.R. Danielson, et al.), MNRAS **432**, 2 (2013).
- 36. Карниани и др. (S. Carniani, R. Maiolino, G. De Zotti, M. Negrello, A. Marconi, M.S. Bothwell, P. Capak, C. Carilli, et al.), Astron. Astrophys. **584**, A78 (2015).
- 37. Ким и др. (S.-H. Kim, K.-I. Takemasa, Y. Takeuchi, and S. Matsuura), J. Phys. Soc. Japan **81**, 024101 (2012).
- Клементс и др. (D.L. Clements, E. Rigby, S. Maddox, L. Dunne, A. Mortier, C. Pearson, A. Amblard, R. Auld, et al.), Astron. Astrophys. 518, L8 (2010).
- 39. Клементс и др. (D.L. Clements, G. Bendo, C. Pearson, S.A. Khan, S. Matsuura, and M. Shirahata), MNRAS **411**, 373 (2011).
- 40. Клыпин и др. (A. Klypin, G. Yepes, S. Gottlöber, F. Prada, and S. Heß), MNRAS **457**, 4340 (2016).
- 41. Ковли и др. (W.I. Cowley, C.G. Lacey, C.M. Baugh, and S. Cole), MNRAS **446**, 1784 (2015).
- 42. Ковли и др. (W.I. Cowley, C.G. Lacey, C.M. Baugh, S. Cole, and A. Wilkinson), MNRAS **469**, 3396 (2017).
- Коллаборация Планка и др. (Planck Collaboration, P.A.R. Ade, N. Aghanim, F. Argüeso, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, et al.), Astron. Astrophys. 550, A133 (2013).

- Коллаборация Планка и др. (Planck Collaboration, P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, et al.), Astron. Astrophys. 571, A30 (2014).
- 45. Копровски и др. (M.P. Koprowski, J.S. Dunlop, M.J. Michałowski, M. Cirasuolo, and R.A.A. Bowler), MNRAS 444, 117 (2014).
- 46. Кузин и др. (M. Cousin, G. Lagache, M. Bethermin, J. Blaizot, and B. Guiderdoni), Astron. Astrophys. **575**, A32 (2015).
- 47. Кузин и др. (M. Cousin, G. Lagache, M. Bethermin, and B. Guiderdoni), Astron. Astrophys. **575**, A33 (2015).
- 48. Кузин и др. (M. Cousin, P. Guillard, and M.D. Lehnert), arXiv e-prints **1901.01906** (2019).
- 49. Кузин и др. (M. Cousin, V. Buat, G. Lagache, and M. Bethermin), arXiv e-prints **1901.01747** (2019).
- 50. Кэси и др. (С.М. Casey, С.-С. Chen, L.L. Cowie, A.J. Barger, P. Capak, O. Ilbert, M. Koss, N. Lee, et al.), MNRAS **436**, 1919 (2013).
- 51. Кэси и др. (С.М. Casey, J.A. Zavala, J. Spilker, E. da Cunha, J. Hodge, C.-L. Hung, J. Staguhn, S.L. Finkelstein, et al.), Astrophys. J. **862**, 77 (2018).
- 52. Кэси и др. (C.M. Casey, J. Hodge, J.A. Zavala, J. Spilker, E. da Cunha, J. Staguhn, S.L. Finkelstein and P. Drew, et al.), Astrophys. J. **862**, 78 (2018).
- 53. Лагаш, Паджет (G. Lagache and J.L. Puget), Astron. Astrophys. 355, 17 (2000).
- 54. Ларсон и др. (D. Larson, J. Dunkley, G. Hinshaw, E. Komatsu, M.R. Nolta, C.L. Bennett, B. Gold, M. Halpern, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **192**, 16 (2011).
- 55. Лейси и др. (C.G. Lacey, C.M. Baugh, C.S. Frenk, A.J. Benson, A. Orsi, L. Silva, G.L. Granato, and A. Bressan), MNRAS **405**, 2 (2010).
- 56. Лейтон и др. (R. Leiton, D. Elbaz, K. Okumura, H.S. Hwang, G. Magdis, B. Magnelli, I. Valtchanov, M. Pannella, et al.), Astron. Astrophys. **579**, A93 (2015).
- 57. Луи и др. (J. Lyu and G.H. Rieke), Astrophys. J. **841**, 76 (2017).
- 58. Магнелли и др. (B. Magnelli, P. Popesso, S. Berta, F. Pozzi, D. Elbaz, D. Lutz, M. Dickinson, B. Altieri, et al.), Astron. Astrophys. **553**, A132 (2013).
- 59. Марсден и др. (G. Marsden, P.A.R. Ade, J.J. Bock, E.L. Chapin, M.J. Devlin, S.R. Dicker, M. Griffin, J.O. Gundersen, et al.), Astrophys. J. **707**, 1729 (2009).
- 60. Матсуура и др. (S. Matsuura, M. Shirahata, M. Kawada, T.T. Takeuchi, D. Burgarella, D.L. Clements, W.-S. Jeong, H. Hanami, et al.), Astrophys. J. **737**, 2 (2011).
- 61. Меньшиков и др. (A. Men'shchikov, Ph. André, P. Didelon, V. Könyves, N. Schneider, F. Motte, S. Bontemps, D. Arzoumanian, et al.), Astron. Astrophys. **518**, L103 (2010).

- 62. Меньшиков и др. (A. Men'shchikov, P. André, P. Didelon, F. Motte, M. Hennemann, and N. Schneider), Astron. Astrophys. **542**, A81 (2012).
- 63. Меньшиков и др. (А. Men'shchikov), Astron. Astrophys. **560**, A63 (2013).
- 64. Меньшиков (A. Men'shchikov), Astron. Astrophys. 607, A64 (2017).
- 65. Микаловски и др. (M. Michałowski, J. Hjorth, and D. Watson), Astron. Astrophys. **514**, A67 (2010).
- 66. Митчелл-Вайн и др. (K. Mitchell-Wynne, A. Cooray, Y. Gong, M. Béthermin, J. Bock, A. Franceschini, J. Glenn, M. Griffin, et al.), Astrophys. J. **753**, 23 (2012).
- 67. Михаловски и др. (M.J. Michałowski, J.S. Dunlop, M.P. Koprowski, M. Cirasuolo, J.E. Geach, R.A.A. Bowler, A. Mortlock, K.I. Caputi, et al.), MNRAS **469**, 492 (2017).
- 68. Мокану и др. (L.M. Mocanu, T.M. Crawford, J.D. Vieira, K.A. Aird, M. Aravena, J.E. Austermann, B.A. Benson, M. Béthermin, et al.), Astrophys. J. **779**, 61 (2013).
- 69. Мунос Аранцибиа и др. (А.М. Muñoz Arancibia, J. González-López, E. Ibar, F.E. Bauer, M. Carrasco, N. Laporte, T. Anguita, M. Aravena, et al.), ArXiv e-prints **1712.03983** (2017).
- 70. Нгуен и др. (H.T. Nguyen, B. Schulz, L. Levenson, A. Amblard, V. Arumugam, H. Aussel, T. Babbedge, A. Blain, et al.), Astron. Astrophys. **518**, L5 (2010).
- 71. Нобель и др. (A.G. Noble, T.M.A. Webb, E. Ellingson, A.J. Faloon, R.R. Gal, M.D. Gladders, A.K. Hicks, H. Hoekstra, et al.), MNRAS **419**, 1983 (2012).
- 72. Оливер и др. (S.J. Oliver, L. Wang, A.J. Smith, B. Altieri, A. Amblard, V. Arumugam, R. Auld, H. Aussel, et al.), Astron. Astrophys. **518**, L21 (2010).
- 73. Оно и др. (Y. Ono, M. Ouchi, Y. Kurono, and R. Momose), Astrophys. J. **795**, 5 (2014).
- 74. Отео и др. (I. Oteo, M.A. Zwaan, R.J. Ivison, I. Smail, and A.D. Biggs), Astrophys. J. **822**, 36 (2016).
- Пилипенко и др. (S.V. Pilipenko, M.V. Tkachev, A.A. Ermash, T.I. Larchenkova, E.V. Mikheeva, and V.N. Lukash), Письма в Астрон. журн. 43, 644 (2017).
- 76. Рахмати, ван дер Верф (A. Rahmati and P.P. van der Werf), MNRAS **418**, 176 (2011).
- 77. Ризалити, Элвис (G. Risaliti and M. Elvis), Supermassive Black Holes in the Distant Universe (Ed. A.J. Barger, Astrophys. Space Sci. Library, 2004), p. 187.
- Розбум и др. (I.G. Roseboom, J.S. Dunlop, M. Cirasuolo, J.E. Geach, I. Smail, M. Halpern, P. van der Werf, O. Almaini, et al.), MNRAS 436, 430 (2013).
- 79. Рэймонд и др. (G. Raymond, K.G. Isaak, D. Clements, A. Rykala, and C. Pearson), Publ. Astron. Soc. Japan **62**, 697 (2010).

- 80. Сафарзадех и др. (M. Safarzadeh, H.C. Ferguson, Y. Lu, H. Inami, and R.S. Somerville), Astrophys. J. **798**, 91 (2015).
- 81. Сильва и др. (L. Silva, G.L. Granato, A. Bressan, and L. Danese), Astrophys. J. **509**, 103 (1998).
- 82. Симпсон и др. (J.M. Simpson, I. Smail, A.M. Swinbank, S.C. Chapman, J.E. Geach, R.J. Ivison, A.P. Thomson, I. Aretxaga, et al.), Astrophys. J. **807**, 128 (2015).
- 83. Скотт и др. (K.S. Scott, M.S. Yun, G.W. Wilson, J.E. Austermann, E. Aguilar, I. Aretxaga, H. Ezawa, D. Ferrusca, et al.), MNRAS **405**, 2260 (2010).
- 84. Скотт и др. (K.S. Scott, G.W. Wilson, I. Aretxaga, J.E. Austermann, E.L. Chapin, J.S. Dunlop, H. Ezawa, M. Halpern, et al.), MNRAS **423**, 575 (2012).
- 85. Смирнов и др. (A.V. Smirnov, A.M. Baryshev, S.V. Pilipenko, N.V. Myshonkova, V.B. Bulanov, M.Y. Arkhipov, I.S. Vinogradov, S.F. Likhachev, et al.), Space Telescopes and Instrumentation 2012: Optical, Infrared, and Millimeter Wave (Proceed. SPIE, 2012), p. 84424C.
- 86. Стэгун и др. (J.G. Staguhn, A. Kovács, R.G. Arendt, D.J. Benford, R. Decarli, E. Dwek, D.J. Fixsen, G.C. Hilton, et al.), Astrophys. J. **790**, 77 (2014).
- 87. Стэкер и др. (F.W. Stecker, S.T. Scully, and M.A. Malkan), Astrophys. J. 827, 6 (2016).
- Стэч и др. (S.M. Stach, I. Smail, A.M. Swinbank, J.M. Simpson, J.E. Geach, F.X. An, O. Almaini, V. Arumugam, et al.), Astrophys. J. 860, 161 (2018).
- 89. Умехата и др. (H. Umehata, Y. Tamura, K. Kohno, R.J. Ivison, I. Smail, B. Hatsukade, K. Nakanishi, Y. Kato, et al.), Astrophys. J. **835**, 98 (2017).
- 90. Фернандез-Конде и др. (N. Fernandez-Conde, G. Lagache, J.-L. Puget, and H. Dole), Astron. Astrophys. **481**, 885 (2008).
- Фиксен и др. (D.J. Fixsen, E. Dwek, J.C. Mather, C.L. Bennett, and R.A. Shafer), Astrophys. J. 508, 123 (1998).
- 92. Фонтанот и др. (F. Fontanot and P. Monaco), MNRAS 405, 705 (2010).
- 93. Фуджимото и др. (S. Fujimoto, M. Ouchi, Y. Ono, T. Shibuya, M. Ishigaki, H. Nagai, and R. Momose), Astrophys. J. Suppl. Ser. **222**, 1 (2016).
- 94. Хатсукаде и др. (B. Hatsukade, K. Kohno, I. Aretxaga, J.E. Austermann, H. Ezawa, D.H. Hughes, S. Ikarashi, D. Iono, et al.), MNRAS 411, 102 (2011).
- 95. Хатсукаде и др. (В. Hatsukade, K. Ohta, A. Seko, K. Yabe, and M. Akiyama), Astrophys. J. **769**, L27 (2013).
- 96. Хатсукаде и др. (B. Hatsukade, K. Kohno, H. Umehata, I. Aretxaga, K.I. Caputi, J.S. Dunlop, S. Ikarashi, D. Iono, et al.), Publ. Astron. Soc. Japan **68**, 36 (2016).
- 97. Хсу и др. (L.-Y. Hsu, L.L. Cowie, C.-C. Chen, A.J. Barger, and W.-H. Wang), Astrophys. J. **829**, 25 (2016).

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 5 2020

- 98. Хэйвард и др. (С.С. Hayward, D. Kereš, P. Jonsson, D. Narayanan, T.J. Cox, and L. Hernquist), Astrophys. J. **743**, 159 (2011).
- 99. Хэйвард и др. (С.С. Hayward, P. Jonsson, D. Kereš, B. Magnelli, L. Hernquist, and T.J. Cox), MNRAS 424, 951 (2012).
- 100. Хэйвард и др. (С.С. Hayward, D. Narayanan, D. Kereš, P. Jonsson, P.F. Hopkins, T.J. Cox, and L. Hernquist), MNRAS **428**, 2529 (2013).
- 101. Хэйвард и др. (С.С. Hayward, P.S. Behroozi, R.S. Somerville, J.R. Primack, J. Moreno, and R.H. Wechsler), MNRAS **434**, 2572 (2013).
- 102. Хэйвард (C.C. Hayward), MNRAS **432**, L85 (2013).
- 103. Чапин и др. (E.L. Chapin, A. Pope, D. Scott, I. Aretxaga, J.E. Austermann, R.-R. Chary, K. Coppin, M. Halpern, et al.), MNRAS **398**, 1793 (2009).

- 104. Чен и др. (С.-С. Chen, L.L. Cowie, A.J. Barger, C.M. Casey, N. Lee, D.B. Sanders, W.-H. Wang, and J.P. Williams), Astrophys. J. **762**, 81 (2013).
- 105. Чен и др. (С.-С. Chen, L.L. Cowie, A.J. Barger, C.M. Casey, N. Lee, D.B. Sanders, W.-H. Wang, and J.P. Williams), Astrophys. J. **776**, 131 (2013).
- 106. Чери, Элбаз (R. Chary and D. Elbaz), Astrophys. J. **556**, 562 (2001).
- 107. Швинбанк и др. (А.М. Swinbank, С.G. Lacey, I. Smail, С.M. Baugh, С.S. Frenk, А.W. Blain, S.C. Chapman, K.E.K. Coppin, et al.), MNRAS **391**, 420 (2008).
- 108. Шимизу и др. (I. Shimizu, N. Yoshida, and T. Okamoto), MNRAS **427**, 2866 (2012).
- 109. Шмидт и др. (S.J. Schmidt, B. Ménard, R. Scranton, C.B. Morrison, M. Rahman, and A.M. Hopkins), MNRAS **446**, 2696 (2015).

### ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ФОРМЫ ПЛАТО СВЕРХНОВЫХ ТИПА II ОТ МЕТАЛЛИЧНОСТИ

© 2020 г. А. А. Гольдштейн<sup>1\*</sup>, С. И. Блинников<sup>2,3,4\*\*</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова, Москва, Россия

<sup>3</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга

Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>4</sup> Центр фундаментальных и прикладных исследований Всероссийского научно-исследовательского института автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 21.04.2020 г.

После доработки 28.04.2020 г.; принята к публикации 28.04.2020 г.

Рассмотрен эффект изменения темпа падения блеска в полосе U для сверхновых типа II-P (SN IIP) в зависимости от металличности Z. На основе этого эффекта предлагается новый метод определения фотометрического красного смещения по форме кривой блеска SN IIP в полосе U. С помощью программы STELLA в разных полосах построены модельные кривые блеска для разных красных смещений z = 0.0, 0.1, 0.3 с уменьшением металличности в моделях от  $Z \sim 10^{-3}$  до  $\sim 10^{-6}$ . Показано, что при самых низких значениях металличности поток в полосе U выходит на плато. Рассмотрено влияние и других параметров: массы предсверхновой и массы радиоактивного никеля-56.

Ключевые слова: сверхновые, кривые блеска, фотометрическое красное смещение.

DOI: 10.31857/S0320010820050046

#### ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения классических сверхновых второго типа с плато — SN IIP — показывают, что в полосах V, R, I потоки действительно остаются постоянными в течение двух-трех месяцев, т.е. образуют "плато", давшее название этому типу. В то же время потоки в полосе U круто линейно спадают (см., например, Леонард и др., 2002; Хикен и др., 2017). Менее крутой спад наблюдается в фильтре В.

Такое поведение кривых в разных фильтрах нельзя описать при использовании "серого" приближения в расчетах, используемого, например, в открытом коде SNEC (Морозова и др., 2015), в котором при получении кривых блеска в разных полосах применяется предположение о чернотельном излучении фотосферой (с болометрическими корректировками). Полученная таким образом кривая блеска для полосы U не воспроизводит наблюдения, так как здесь требуется учет повышенного поглощения металлами в ультрафиолетовом диапазоне холодными надфотосферными слоями выброса сверхновой. Одним из первых успешных расчетов эффекта линейного спада потока в полосе *U* было применение для SN IIP кода EDDINGTON (Истман и др., 1994). Код STELLA (Блинников, Сорокина, 2000; Блинников и др., 2006), который не использует серое приближение, а опирается на многогрупповой перенос излучения, позволяет реалистично описать наблюдаемый эффект.

В зависимости от параметров предсверхновой наклон линейного спада в полосе U может меняться. В работе (Бакланов и др., 2005) было замечено, как металличность оболочки предсверхновой влияет на форму кривой, а именно, чем меньше металличность, тем медленнее спад. В настоящей работе подробно рассмотрено влияние этого параметра с целью практического применения полученных знаний к сверхновым с низкой металличностью в оболочках. С другой стороны, красное смещение z тоже влияет на наклон кривой блеска в наблюдаемых полосах фильтров, так как при достаточно большом z, например, наблюдаемая полоса V будет соответствовать полосе U в системе покоя сверхновой, и вместо плато в фильтре V будет линейный спад. Следовательно, можно связать металличность и красное смещение между собой: если металличность известна из других наблюдений,

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup>Электронный адрес: **angold107@gmail.com** 

<sup>\*\*</sup>Электронный адрес: Sergei.Blinnikov@itep.ru

N⁰	Модель	Z	$M, M_{\odot}$	$M_{ m Ni},M_{\odot}$	Число зон
1	M15_Ni004	$4 \times 10^{-3}$	15	0.04	100
2	M15_Ni004Z4e-4	$4 \times 10^{-4}$	15	0.04	100
3	M15_Ni004Z4e-5	$4 \times 10^{-5}$	15	0.04	100
4	M15_Ni004Z4e-6	$4 \times 10^{-6}$	15	0.04	100
5	M15_Ni1e-8Z4e-6	$4 \times 10^{-6}$	15	$10^{-8}$	100
6	M25_Z4e-3nc	$4 \times 10^{-3}$	25	$10^{-8}$	100
7	M25_Z4e-4nc	$4 \times 10^{-4}$	25	$10^{-8}$	100
8	M25_Z4e-5nc	$4 \times 10^{-5}$	25	$10^{-8}$	100
9	M25_Z4e-6nc	$4 \times 10^{-6}$	25	$10^{-8}$	100
10	M25_Z4e-3nc3	$4 \times 10^{-3}$	25	$10^{-8}$	300
11	M25_Z4e-4nc3	$4 \times 10^{-4}$	25	$10^{-8}$	300
12	M25_Z4e-5nc3	$4 \times 10^{-5}$	25	$10^{-8}$	300
13	M25_Z4e-6nc3	$4 \times 10^{-6}$	25	$10^{-8}$	300
14	M25_Z4e-3nc3t	$4 \times 10^{-3}$	25	$10^{-8}$	300
15	M25_Z4e-4nc3t	$4 \times 10^{-4}$	25	$10^{-8}$	300
16	M25_Z4e-5nc3t	$4 \times 10^{-5}$	25	$10^{-8}$	300
17	M25_Z4e-6nc3t	$4 \times 10^{-6}$	25	$10^{-8}$	300

Таблица 1. Основные параметры

то можно оценить *z*. И наоборот, если известно красное смещение галактики, в которой вспыхнула сверхновая, то можно оценить металличность ее оболочки.

Красные смещения галактик и сверхновых измерять гораздо труднее, чем их фотометрические потоки. Поэтому для галактик уже давно предложены методы измерения так называемых фотометрических красных смещений (Ку, 1985; Падманабхан и др., 2005). Известны попытки определения красного смещения по сверхновым, однако они касаются только типа Ia. Например, можно использовать полосы g', r', i' и z', и через подобранные коэффициенты определять красное смещение по потокам в момент максимума в этих полосах (Ванг, 2007; Ванг и др., 2015). В работе (Паланк-Делабруй и др., 2018) с помощью кода SALT2 были построены кривые блеска для SN Ia в этих же полосах. Для разных наборов параметров сверхновой были определены границы для красного смещения. По примерным параметрам изучаемой кривой строились кривые блеска с заданным шагом по z, и она сравнивалась с ними методом  $\chi^2$ .

Кроме того, можно использовать знание о том, что космологическое красное смещение влияет на весь спектр, а поглощение по большей части на синюю часть спектра, и сравнить показатели блеска, как в (Кесслер и др., 2010).

Сверхновые типа II используются для космологии не так активно, как SN Ia, потому что их абсолютная светимость ниже, чем у SN Ia. Но поскольку это самый многочисленный класс сверхновых, а мощности телескопов нарастают, задача независимого определения красных смещений до этих объектов становится все более актуальной. В настоящей заметке мы демонстрируем, что эффект изменения наклона кривой блеска несомненно имеет место. Более количественный анализ и калибровки кривых для космологических приложений будут проведены в последующих публикациях.

#### ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ

В коде STELLA по заданным параметрам строится модель предсверхновой. В нем используется уравнение гидростатического равновесия с предположением о слабой зависимости температуры от плотности  $T \propto \rho^{\alpha}$ . Для полностью ионизованного газа и однородного химического состава это гидростатическое состояние близко к политропе с индексом  $1/\alpha \approx 0.3$ , что удовлетворительно описывает эволюционные модели, например, из статьи (Толстов и др., 2016). Подобный подход используется во многих работах (см., например, Утробин, 2007). Отклонение от политропной модели увеличивается во внешних слоях из-за рекомбинации и неоднородного химического состава. В центре модели ограничивается точечное тяжелое ядро размером 0.1  $R_{\odot}$ . Все элементы, кроме <sup>56</sup>Ni, за фронтом ударной волны считаются перемешанными равномерно. Так как распределение и количество <sup>56</sup>Ni,



Рис. 1. Кривые блеска моделей № 1-4 в полосе U.



Рис. 2. Кривые блеска моделей № 6-9 в полосе U.

выработанного в ходе взрыва, значительно влияет на светимость, то его распределение задано как экспоненциально уменьшающееся к внешним слоям.

С помощью программы STELLA были построены несколько моделей, они перечислены в табл. 1. В первом семействе моделей (№ 1-4) взяты стандартные параметры сверхновой с разными металличностями (рис. 1). Заметим, что при понижении металличности спад становится менее резким.

Затем был рассмотрен другой набор параметров с приставкой в названии "пс" (рис. 2). Кроме увеличения общей массы и практического обнуления массы никеля-56, была искусственно уменьшена в 10 раз относительная масса ядра с тяжелыми элементами. Таким образом, мы можем в чистом виде исследовать влияние металличности в оболочке на кривую блеска. По сравнению с первым семейством зависимость от Z в этом наборе моделей гораздо сильнее, а при  $Z = 4 \times 10^{-6}$ плато в полосе U имеет крайне малый наклон. В



Рис. 3. Кривые блеска моделей № 10-13 в полосе U.



Рис. 4. Кривые блеска моделей № 14-17 в полосе U.

следующих моделях ("nc3") использовались те же параметры, но было увеличено число зон для большей точности. В частности, немного сгладились колебания в районе 20—50 дней у модели № 13 (рис. 3) В моделях с суффиксом "c3t" (см. рис. 3, 4 и 10) была сдвинута наружу граница приближений внутреннего и внешнего слоев. Благодаря этому кривые стали более гладкими.

В разных фотометрических системах для фильтра полосы U (рис. 6) кривые выглядят схожим образом, и зависимость наклона от металличности подтверждается. В полосах R, I и V при разных металличностях Z наклон практически не изменяется и этот эффект незаметен, поэтому их не стоит рассматривать. Например, на моделях  $\mathbb{N}$  1, 4 (рис. 9) наблюдается изменение наклона при разных металличностях в полосе U, но в полосе V он остается примерно таким же. Тот же самый эффект сохраняется и для моделей  $\mathbb{N}$  14 и 17 (рис. 10). В фильтре В можно наблюдать этот эффект, но он не так сильно проявляется, как в U.



Рис. 5. Кривые блеска для крайних значений металличности и разных красных смещений: (a) M25\_Z4e-3nc3t c z = 0, (b) M25\_Z4e-6nc3t c z = 0, (c) M25\_Z4e-3nc3t c z = 0.1, (d) M25\_Z4e-6nc3t c z = 0.1, (e) M25\_Z4e-3nc3t c z = 0.3, (f) M25\_Z4e-6nc3t c z = 0.3.

В полосах R, I и V этот эффект не проявляется при разных металличностях Z, т.е. сохраняется форма плато (см., например, рис. 5). Из рис. 10 следует, что изменение Z очень слабо влияет на вид плато в фильтре V. В фильтре В эффект не такой сильный, как в U.

Из графиков следует, что при одних и тех же условиях уменьшение металличности приводит ко все более медленному спаду в полосе U, а значит

можно попробовать найти применение этой зависимости. На рис. 5 построены кривые блеска в разных полосах для моделей № 14 и 17 с разными красными смещениями: z = 0, 0.1, 0.3. При росте zкривые в полосах U и В имеют более быстрый спад за счет красного смещения. Заметим, что при Z = $= 10^{-6}$  и z = 0.3 форма кривых сходна с моделью с  $Z = 10^{-3}$  и z = 0, поэтому, зная наклон, мы



Рис. 6. Кривые блеска моделей № 6-9 в разных фотометрических системах для фильтров полосы U.

не можем однозначно определить металличность. Однако при известном красном смещении это становится возможным. Так же можно, наоборот, из наклона и металличности узнать красное смещение z. Это открывает простой способ для оценки металличности или красного смещения малометалличных сверхновых.

В работе (Толстов и др., 2016) рассматривался вид кривой при низкой или нулевой металличности, где нас интересует модель с нулевой металличностью и массой 25  $M_{\odot}$  и  $M_{\rm Ni} = 0, 10^{-3}, 10^{-1} M_{\odot}$ . В ней при первом и втором значениях массы никеля-56 плато держится на одном уровне, как в наших моделях  $M25_Z4e$ -3пс3 и  $M25_Z4e$ -6пс3. В той же статье говорится о возможности определять параметры по длине плато, однако поймать вспышку сверхновой до начала плато зачастую не удается. В нашей работе рассматривается именно наклон, поэтому время первого измерения не играет такой большой роли.

Известна еще статья (Дессарт и др., 2013), в которой рассматривались разные металличности для SN IIP, но в более узком диапазоне, чем в настоящей работе, они принимали значения (Z = 0.04, 0.02, 0.008, 0.002). В их моделях наклон в полосе U примерно одинаков и лишь немного меньше у модели с Z = 0.002. При такой ничтожной разнице невозможно установить четкую зависимость, поэтому этот метод не может быть применим к моделям со средней или большой металличностью. Кроме того, Дессарт и др. (2013) рассматривали модели с разными кинетическими энергиями ( $E_{\rm kin} = 0.6, 1.3, 2.9$ ) при солнечной металличности и с одинаковыми прочими параметрами. В них тоже изменяется наклон, поэтому, возможно, в дальнейшем стоит проверить ее влияние и на низких металличностях.

В недавней работе Поташова и Юдина (2020) исследовали влияние металличности на важный эффект нестационарности при формировании спектральных линий в SN IIP, открытый Утробиным и Чугаем (2002, 2005).

Как известно, например, из работ (Имшенник, Надёжин, 1988; Утробин, 2007), интересующий нас участок кривой наступает после прохождения различных стадий взрыва сверхновой (см. рис. 6 в статье Утробина, 2007): после момента t<sub>1</sub> при



Рис. 7. Скорость на уровне фотосферы для модели № 14 (с металличностью  $10^{-3}$ ).



Рис. 8. Скорость на уровне фотосферы для модели № 17 (с металличностью  $10^{-6}$ ).

выходе ударной волны (shock breakout) начинается адиабатическое расширение (от  $t_1$  до точки  $t_2$ , в которой происходит замедление скорости падения блеска и начинается плато). Именно здесь на фазе волны охлаждения и рекомбинации от точки  $t_2$  до конца плато  $t_3$  и находится участок кривой блеска, изучаемый в настоящей работе.

Из рис. 7, 8 следует, что скорость на уровне фотосферы довольно типична для SN IIP, и малая металличность на нее не влияет.

Физические причины зависимости скорости спада плато от разных металличностей достаточно сложны и требуют тщательного рассмотрения. Это планируется сделать в дальнейшей работе.



Рис. 9. Кривые блеска моделей № 1 и № 4 в полосах U и V.



**Рис. 10.** Кривые блеска моделей № 14 и № 17 в полосах *U* и *V*.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было рассмотрено изменение формы кривой в полосе U в зависимости от низких значений металличности при равных прочих параметрах. Показано, что кривая блеска при этом изменяется схожим образом, поэтому, анализируя наклон после пика, можно найти красное смещение, зная металличность, или металличность, зная красное смещение. Этот метод не зависит от даты начала наблюдений, чем может быть очень удобен ввиду сложности обнаружения малометалличных сверхновых из-за их низкой светимости (Толстов и др., 2016). Кроме того, это правило сохраняется в разных фотометрических системах для фильтров, близких к полосе U.

У звезд околосолнечной металличности происходит малое изменение наклона в полосе *U*. В этом случае, сравнивая наклоны в полосах *U*,

339

B, V, R, I, можно оценивать фотометрическое красное смещение. Прежде всего, по длинноволновым фильтрам нужно убедиться, что сверхновая не принадлежит классу SN IIL. У таких сверхновых, наблюдаемых локально, т.е. при малых красных смещениях, наблюдается линейный спад в полосе V. Как можно отличить их от далеких SNII-Р, т.е. от спада потока, вызванного тем, что при большом красном смещении z в наблюдаемую полосу V попадают потоки из полос B и U системы покоя? Для этого необходимо смотреть потоки в полосах R, I и ближнем ИК-диапазоне. У SN IIP они будут выходить на горизонтальное плато, а у хорошо наблюдаемых SN IIL имеют такой же линейный спад, как и V (Фаран и др., 2014; Бозе и др., 2018). Если длинноволновые потоки выходят на плато, тогда спад в фильтре V будет обусловлен красным смещением и после соответствующей калибровки можно измерять z. Поскольку такие телескопы, как LSST будут открывать примерно столько же SN IIP, сколько SN Іа (Коллаборация LSST, 2009), можно будет в массовом порядке сравнивать получаемые фотометрические красные смещения SN IIP с красными смещениями материнских галактик. Еще следует иметь в виду, что другие параметры, такие как радиус, масса и энергия взрыва тоже могут влиять на форму кривой, поэтому применять данный метод следует тогда, когда основные характеристики наверняка определены.

Несмотря на то что рассматриваемые значения Z очень низки, звезды с подобной металличностью действительно существуют в ближайших окрестностях. Например, в недавней работе (Нордландер и др., 2019) в нашей Галактике была открыта звезда с  $Z \approx 10^{-8}$  ([Fe/H] = -6.2), поэтому рассмотрение моделей с такими низкими металличностями не является безосновательным. Конечно, в наших окрестностях нет массивных звезд со столь низкими Z, которые могли бы взорваться как коллапсирующие сверхновые, но зато таких массивных звезд было очень много в первом поколении и их взрывы в ближайшем будущем будут наблюдаться на строящихся наземных и космических телескопах.

А.А. Гольдштейн благодарит П.В. Бакланова и М.Ш. Поташова за помощь при подготовке этой статьи, а также М.В. Костину за полезные обсуждения. С.И. Блинников благодарит РНФ за поддержку работы по развитию кода STELLA (грант 19-12-00229).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бакланов П.В., Блинников С.И., Павлюк Н.Н., Письма в Астрон. журн. **31**, 483 (2005) [P.V. Baklanov, S.I. Blinnikov, N.N. Pavlyuk, Astron. Lett. **31**, 429 (2005)].

- Блинников и др. (S.I. Blinnikov, F.K. Röpke, E.I. Sorokina, M. Gieseler, M. Reinecke, C. Travaglio, W. Hillebrandt, and M. Stritzinge), Astron. Astrophys. 453, 229 (2006).
- 3. Блинников, Сорокина (S.I. Blinnikov and E.I. Sorokina), Astron. Astrophys. **356**, L30 (2000).
- 4. Бозе и др. (S. Bose, S. Dong, C.S. Kochanek, A. Pastorello, B. Katz, D. Bersier, J.E. Andrews, J.L. Prieto, et al.), Astrophys. J. **862**, 107 (2018).
- 5. Bahr (Y. Wang), Astrophys. J. Lett. 654, L123 (2007).
- 6. Ванг и др. (Y. Wang, E. Gjergo, and S. Kuhlmann), MNRAS **451**, 1955 (2015).
- 7. Дессарт и др. (L. Dessart, D.J. Hillier, R. Waldman, and E. Livne), MNRAS **433**, 1745 (2013).
- Имшенник В.С., Надёжин Д.К., Успехи физ. наук 156, 561 (1988).
- 9. Истман и др. (R.G. Eastman, S.E. Woosley, T.A. Weaver, and P.A. Pinto), Astrophys. J. **430**, 300 (1994).
- 10. Кесслер и др. (R. Kessler, et al.), Astrophys. J. 717, 40 (2010).
- Коллаборация LSST, LSST Science Collaboration 247 colleagues. LSST Science Book, Version 2.0. arXiv e-prints arXiv:0912.0201 (2009).
- 12. Ky (D.C. Koo), Astron. J. 90, 418 (1985).
- 13. Леонард и др. (D.C. Leonard, A.V. Filippenko, W. Li, et al.), Publ. Astron. Soc. Pacific **114**, 35 (2002).
- 14. Морозова и др. (V. Morozova, et al.), Astrophys. J. **814**, 83 (2015).
- 15. Нордландер и др. (T. Nordlander, M.S. Bessell, G.S. Da Costa, et al.), MNRAS **488**, L109 (2019).
- 16. Падманабхан и др. (N. Padmanabhan, T. Bu-davari, D.J. Schlegel, et al.), MNRAS **359**, 237 (2005).
- 17. Паланк-Делабруй и др. (N. Palanque-Delabrouille, V. Ruhlmann-Kleider, S. Pascal, J. Rich, J. Guy, G. Bazin, P. Astier, C. Balland, et al.), Astron. Astrophys. **514**, A63 (2010).
- 18. Поташов, Юдин (M. Potashov and A. Yudin), MNRAS **491**, 2674 (2020).
- 19. Толстов и др. (A. Tolstov, K. Nomoto, N. Tominaga, M.N. Ishigaki, S. Blinnikov, and T. Suzuki), Astrophys. J. **821**, 124 (2016).
- 20. Утробин В.П. (V.P. Utrobin), Astron. Astrophys. **461**, 233 (2007).
- Утробин В.П., Чугай Н.Н., Письма в Астрон. журн. 28, 440 (2002) [V.P. Utrobin, N.N. Chugai, Astron. Lett. 28, 386 (2002)].
- 22. Утробин, Чугай (V.P. Utrobin and N.N. Chugai), Astron. Astrophys. **441**, 271 (2005).
- 23. Фаран и др. (T. Faran, D. Poznanski, A.V. Filippenko, et al.), MNRAS 445, 554 (2014).
- 24. Хикен и др. (M. Hicken, A.S. Friedman, S. Blondin, P. Challis, P. Berlind, M. Calkins, G. Esquerdo, Th. Matheson, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **233**, 6 (2017).

## ПЕРВЫЙ ДЕНЬ СВЕРХНОВОЙ ТИПА IIP SN 2013fs: На от ускоренного газа перед ударной волной

© 2020 г. Н. Н. Чугай<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия Поступила в редакцию 16.04.2020 г. После доработки 28.04.2020 г.; принята к публикации 28.04.2020 г.

Исследуется природа асимметрии эмиссии H $\alpha$  от околозвездной оболочки вокруг сверхновой IIP SN 2013 is в спектре, полученном спустя 10.3 часа после выхода ударной волны. Сферическая модель формирования H $\alpha$ , с учетом ускорения газа перед ударной волной излучением сверхновой, позволяет воспроизвести асимметричный профиль H $\alpha$ . Основные факторы, ответственные за асимметрию: высокая скорость околозвездного газа перед ударной волной (~3000 км с<sup>-1</sup>) и низкая соболевская оптическая толща в линии в совокупности с экранированием излучения H $\alpha$  фотосферой.

Ключевые слова: звезды, сверхновые, SN 2013fs.

#### DOI: 10.31857/S0320010820050010

#### ВВЕДЕНИЕ

Сверхновая IIP (SN IIP) перед взрывом, как правило, имеет структуру красного сверхгиганта (RSG) и теряет вещество в виде медленного (10- $30 \text{ км c}^{-1}$ ) звездного ветра. Торможение оболочки сверхновой в ветре приводит к радио- и рентгеновскому излучению (Шевалье, 1982), и это дает возможность оценить параметр плотности ветра, величина которого составляет для SNe IIP  $w = \dot{M}/u \sim 10^{14} - 10^{15}$  г см<sup>-1</sup> (Шевалье и др., 2006). Оптические эмиссионные линии от ионизованного ветра при указанных параметрах плотности слишком слабы для их обнаружения. В частности, ожидаемая рекомбинационная светимость ветра в  $H\alpha$ составит  $\approx 4.8 \times 10^{37} w_{15}^2 / (v_9 t_d)$  эрг с<sup>-1</sup>, где  $v_9$  — максимальная скорость невозмущенной оболочки сверхновой в единицах  $10^9$  см с<sup>-1</sup>,  $t_d$  — возраст сверхновой в днях,  $w_{15}$  — параметр плотности ветра в единицах  $10^{15}$  г см<sup>-1</sup>. Таким образом, светимость ветра в узкой линии  $H\alpha$  через день после взрыва SN IIP должна быть в диапазоне  ${\sim}5 imes$  $\times\,10^{35-37}$ эрг с $^{-1}$  при томсоновской оптической толще ветра  $\tau_T \sim (0.03 - 0.3)/t_d$ .

Между тем спектры некоторых сверхновых IIP, полученные в течение первых двух суток после взрыва, показывают довольно интенсивные эмиссионные линии с узким ядром и широкими крыльями (Гро, 2014; Хазов и др., 2016; Ярон и др., 2017). Такие профили линий свидетельствуют о том, что излучение околозвездной оболочки испытывает многократное томсоновское рассеяние при оптической толщине оболочки в пределах 2–3 (Гро, 2014; Чугай, 2001). Наиболее интересен случай хорошо исследованной сверхновой IIP SN 2013fs (Ярон и др., 2017), для которой получена серия спектров, начиная с 6 ч после выхода ударной волны на границу звезды (shock breakout). Светимость околозвездной оболочки в Н $\alpha$  на стадии 1.4 дня составляет  $1.9 \times 10^{39}$  эрг с<sup>-1</sup>, это значительно выше ожидаемой светимости ветра красного сверхгиганта. Данные наблюдений говорят о том, что предсверхновая имела плотную околозвездную оболочку с радиусом <10<sup>15</sup> см и массой (несколько) ×10<sup>-3</sup>  $M_{\odot}$  (Ярон и др., 2017).

Происхождение плотной компактной оболочки вокруг сверхновых IIP не вполне ясно. С одной стороны, возможно, оболочка — результат усиленной потери массы предсверхновой за несколько лет до коллапса. С другой стороны, оболочка может являться буферной зоной между атмосферой красного сверхгиганта и звездным ветром, подобно оболочке вокруг Бетельгейзе (Дессарт и др., 2017). Последняя имеет существенно несферическую клочковатую структуру с характерным радиусом  $\sim 2 \times 10^{15}$  см (Кервелла и др., 2011). Ее динамическое равновесие предположительно поддерживается пульсациями и/или интенсивными конвективными движениями (Кервелла и др., 2011). Эта картина находит подтверждение в наблюдениях СО линий, которые показывают присутствие в

<sup>\*</sup>Электронный адрес: nchugai@inasan.ru
оболочке восходящих и нисходящих движений со скоростями 10-30 км с<sup>-1</sup> (Охнака и др., 2011).

Исследование компактной оболочки сверхновых IIP важно для понимания ее происхождения, в частности, для ответа на вопрос, в какой мере оболочки вокруг SN IIP имеют ту же природу, что и оболочка Бетельгейзе. В этой связи обращает на себя внимание тот факт, что в спектре SN 2013fs, полученном на телескопе Keck-I/LRIS через 10.3 часа после выхода ударной волны, линия  $H\alpha$  показывает заметную асимметрию (Ярон и др., 2017), которая не объясняется спектральной моделью. Хотя намек на аналогичную асимметрию имеется и в четырех предыдущих спектрах, полученных на том же инструменте, но в последнем спектре серии асимметрия наиболее четко выражена, что подчеркивается гауссовой декомпозицией, показанной авторами на отдельном рисунке (Ярон и др., 2017, Supplement Fig. 2). Заметим, что в описанной модели (Ярон и др., 2017)  $H\alpha$ формируется в плотной околозвездной оболочке с постоянной скоростью расширения 100 км с<sup>-1</sup>, что является некоторым допущением, поскольку на ранней стадии может иметь место значительное ускорение газа перед ударной волной.

В предлагаемой статье исследуется вопрос о происхождении асимметрии, наблюдаемой в эмиссии  $H\alpha$  в раннем спектре SN 2013fs, с целью понять, может ли наблюдаемая асимметрия возникать в сферической околозвездной оболочке, или же она отражает асимметрию околозвездной оболочки. Как будет показано ниже, наблюдаемая асимметрия профиля  $H\alpha$  не связана с асимметрией околозвездной оболочки, а возникает естественным образом в сферическом случае.

Исследование основано на спектре SN 2013fs, полученном на телескопе Keck-I/LRIS через 10.3 часа после выхода ударной волны (Ярон и др., 2017). Спектр был извлечен из базы данных WISeREP (Ярон, Гал-Ям, 2012) (*https://wiserep. weizmann.ac.il*).

### МОДЕЛИРОВАНИЕ Н $\alpha$

### Описание модели

Высвечивание ударной волны в начальном пике светимости приводит к формированию на границе оболочки сверхновой тонкой плотной оболочки, с которой совпадает фотосфера в течение нескольких дней в случае SN 2013fs (Чугай, 2020). Подчеркнем, что под фотосферой понимается уровень, на котором эффективная оптическая толща составляет единицу. Околозвездная оболочка даже с томсоновской толщей  $\tau_T \approx 2$  является эффективно тонкой, т.е.  $\tau_T [k_a/(k_a + k_T)]^{1/2} \ll 1$ , где  $k_a$  и  $k_T$  —

коэффициенты поглощения и томсоновского рассеяния соответственно. Кинетическая температура оболочки предполагается равной температуре фотосферы, которая составляет около 25 000 К при радиусе фотосферы  $R_1 = 10^{14}$  см на момент t == 10.3 часа (Ярон и др., 2017). Внешний радиус околозвездной оболочки взят равным  $R_2 = 5 \times$  $\times 10^{14}$  (Ярон и др., 2017). По аналогии с моделью сверхновой SN 1998S на ранней стадии (Чугай, 2001), рассматривается фотосфера радиуса  $R_1$ с резкой границей, погруженная в ионизованный околозвездный газ, распределенный в интервале  $R_1 < r < R_2$ . Распределение плотности предполагается однородным в диапазоне  $R_1 < r < R_2$ , в соответствии с прежней моделью околозвездной оболочки SN 2013fs (Чугай, 2020).

Мощное излучение сверхновой на ранней стадии приводит к ускорению околозвездного газа, в результате чего перед ударной волной формируется поле скоростей с отрицательным градиентом скорости. Вообще говоря, кинематика ускоренного газа должна быть результатом моделирования взрыва в рамках радиационной гидродинамики (Дессарт и др., 2017). Однако мы используем удобное параметрическое описание

$$v = (v_1 - v_2)[(R_2 - r)/(R_2 - R_1)]^q + v_2, \quad (1)$$

где  $v_1$  — скорость газа непосредственно перед ударной волной при  $r = R_1$ , а  $v_2$  — скорость невозмущенного ветра, причем  $v(R_2) = v_2$ . Скорость невозмущенного ветра принята равной 50 км с<sup>-1</sup>, что практически совпадает со спектральным разрешением (60 км с<sup>-1</sup>).

Свободными параметрами модели являются  $\tau_T$ ,  $v_1$ , q и параметр соболевской оптической толщи в линии Н $\alpha$   $\tau_0 = (\pi e^2/mc)f_{23}\lambda_{23}n_2(R_1/v_1)$ , где  $f_{23}$  и  $\lambda_{23}$  — сила осциллятора и длина волны Н $\alpha$ , а остальные величины имеют обычный смысл. Соболевская толща на данном радиусе для фотона с волновым вектором **k** и  $\mu = (\mathbf{kv})/(kv)$ равна  $\tau_S = \tau_0(v_1/R_1)(r/v)/[1 - \mu(\gamma - 1)]$ , где  $\gamma = = (r/v)(dv/dr)$ .

Перенос излучения в околозвездной оболочке с учетом томсоновского и резонансного рассеяния рассчитывается методом Монте-Карло. В модели учтено диффузное отражение фотонов от фото-сферы с конечной величиной альбедо, но далее полагаем альбедо фотосферы  $\omega = 0$ , поскольку результат не меняется даже при высоком альбедо,  $\omega = 0.5$ . Причина в том, что диффузно отраженные от фотосферы фотоны Н $\alpha$  рассеиваются в далекое синее крыло из-за высокой скорости фотосферы на этой стадии ~26000 км с<sup>-1</sup> (Чугай, 2020) и поэтому заметно не влияют на профиль линии в рассматриваемом интервале лучевых скоростей.



**Рис.** 1. Линия Hα в спектре SN 2013fs на момент 10.3 часа после выхода ударной волны. Оптимальная модель сравнивается с наблюдаемым спектром (*серая линия*) на большом интервале лучевых скоростей (а) и вблизи центра линии (b). В последнем случае асимметрия линии становится более очевидной.

### Результаты

Предварительное моделирование показывает, что принятое ранее красное смещение SN 2013fs  $v_{rs} = 3554$  км с<sup>-1</sup> в соответствии с красным смещением галактики NGC 7610 (z = 0.011855, NED) следует увеличить на 140 км с<sup>-1</sup>. Вывод подтверждает спектр SN 2013fs, полученный на 51-й день (P200/BBSP, Ярон и др., 2017); спектр содержит слабые узкие эмиссии Н $\alpha$  и [O III] 5006.843 Å, которые также требуют дополнительного красного смещения +140 км с<sup>-1</sup>. Ниже используется исправленное красное смещение  $v_{rs} = 3694$  км с<sup>-1</sup>.

Расчеты показали, что при любых значениях свободных параметров согласие модели с наблюдаемым спектром требует, чтобы линия Н $\alpha$ была оптически тонкой. При  $\tau_0 > 0.1$  наблюдаемую асимметрию описать не удается. Оптимальная модель (рис. 1) с параметрами  $\tau_0 = 0$ ,  $v_1 = 3000$  км с<sup>-1</sup>,  $\tau_T = 2$  и q = 1.7 успешно воспроизводит профиль Н $\alpha$ , включая эффект асимметрии, который наиболее очевиден на рис. 1b. Неопределенность найденных значений параметров составляет  $\pm 0.3$  для  $\tau_T$ ,  $\pm 0.1$  для q и  $\pm 500$  км с<sup>-1</sup> для  $v_1$ .

Влияние небольшой величины оптической толщи в линии Н $\alpha$  с параметром  $\tau_0 = 0.2$  на уровне  $R_1$ (соболевская оптическая толща вдоль радиуса 0.08) при неизменных остальных параметрах показано на рис. 2а. В данном случае в модели возникают абсорбция и асимметрия противоположного вида. Это убедительно демонстрирует, что на рассматриваемой стадии линия Н $\alpha$  должна быть существенно оптически тонкой. Модель со скоростью перед ударной волной  $v_1 = 1000$  км с<sup>-1</sup> иллюстрирует важность величины скорости. В данном случае эффект асимметрии практически полностью исчезает и, следовательно, модель с более высокой скоростью предпочтительна.

Вывод о низкой оптической толщине в линии На можно сопоставить с расчетами ионизации водорода и населенности второго уровня в модели двух уровней (n = 1 и n = 2) с континуумом. Учтены все радиационные и столкновительные процессы в данной модели атома. Соответствующие уравнения стационарной кинетики решались при оптимальных значениях модельных параметров  $R_1$ , R<sub>2</sub>, T и электронной концентрации определяемой величиной томсоновской толщи  $au_T = 2$ . Найденное решение указывает на полную ионизацию ( $x \approx$  $\approx 0.999$ ) и довольно низкую населенность второго уровня, при которой соболевская оптическая толща в Н $\alpha$  составляет всего лишь  $\tau_S = 7 \times 10^{-4}$  на уровне  $r = R_1$  в согласии с выводом, полученным из моделирования  $H\alpha$ . Проблема, однако, в том, что модель предсказывает увеличение соболевской оптической толщи к периферии. В частности, на радиусе  $r = 3.5 R_1$  достигается величина  $\tau_S = 0.1$ , что находится в явном противоречии с выводом



**Рис. 2.** То же, что и на рис. 1, но рис. 2а показывает оптимальную модель, в которой параметр оптической толщи в  $H\alpha$  равен  $\tau_0 = 0.2$ , тогда как рис. 2b показывает модель со скоростью газа перед ударной волной 1000 км с<sup>-1</sup>. Обе модели плохо согласуются с наблюдаемым спектром.

о прозрачной Н $\alpha$ . Это противоречие является серьезным и требует разрешения. В принципе, оно может быть устранено, если допустить, что околозвездная оболочка имеет клочковатую структуру с низкой плотностью межоблачной среды. При факторе объемного заполнения облаков f < 0.01 эфективная соболевская оптическая толщина оболочки в Н $\alpha$  ( $\sim f$ ) становится пренебрежимо малой. Подчеркнем, что клочковатая структура не влияет на оптическую толщину томсоновского рассеяния, если число облаков вдоль радиуса превышает единицу.

Возникает следующий вопрос, может ли величина скорости газа перед ударной волной  $v_1 = 3000$  км с<sup>-1</sup> быть следствием ускорения газа излучением. Приемлемую оценку скорости можно получить из уравнения движения под действием излучения с учетом лишь томсоновского рассеяния и пренебрегая смещением газа по радиусу за время ускорения. Решение приводит к скорости на данном радиусе r в данный момент t

$$v = \frac{k_T E_r}{4\pi r^2 c} = 8.5 \times 10^7 E_{r,48} r_{14}^{-2} \,\mathrm{cm}\,\mathrm{c}^{-1}, \quad (2)$$

где  $k_T = 0.34 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$  — томсоновская непрозрачность,  $E_{r,48}$  — интеграл светимости по времени за 10.3 часа в единицах  $10^{48}$  эрг,  $r_{14}$  — радиус в единицах  $10^{14}$  см, а остальные величины имеют обычный смысл. Светимость SN 2013fs на стадии

t=3.6часа после выхода ударной волны составляет  $L\approx 3\times 10^{44}$  эрг с $^{-1}$  (Ярон и др., 2017), что приводит к оценке  $E_r\approx 4\times 10^{48}$  эрг. При этом значении энергии из уравнения (1) следует оценка скорости  $\sim\!\!3400\,$ км с $^{-1}$  на уровне  $10^{14}\,$ см на момент 10.3 часов после выхода ударной волны. Таким образом, скорость газа в нашей модели  $v_1=$ = 3000 км с $^{-1}$  в пределах неопределенностей согласуется с ожидаемой скоростью газа в результате его ускорения излучением.

### ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель работы состояла в поиске причины асимметрии профиля  $H\alpha$  в раннем спектре SN 2013fs. Модель излучения  $H\alpha$  в плотной сферической околозвездной оболочке может объяснить асимметрию при определенных условиях. Для этого модель, помимо томсоновского рассеяния, должна учитывать значительное ускорение газа излучением сверхновой. Примечательно, что требуемая скорость газа перед ударной волной 3000 км с<sup>-1</sup> согласуется с величиной, предсказываемой радиационным ускорением. Дополнительным условием для возникновения асимметрии На является низкая соболевская оптическая толща в линии, что имеет место вблизи ударной волны. Однако клочковатая структура внешних слоев околозвездной оболочки с низким фактором объемного заполнения

необходима, чтобы избежать появления сильной абсорбции  $H\alpha$ . В этой связи важно проверить, присутствуют ли в других SNe IIP с компактыми плотными оболочками абсорбционные компоненты в  $H\alpha$  на стадии около одного дня после взрыва.

Дессарт и др. (2017) представили модельные спектры SNe IIP на ранней стадии для различных вариантов плотных оболочек с учетом кинематики ускоренного газа перед ударной волной, рассчитанной в рамках радиационной гидродинамики. Из опубликованных модельных спектров два показывают признаки требуемой асимметрии H $\alpha$ : модель г1w5r на моменты 20h и 24h, а также модель г1w5h на момент 11.6h. Однако неясно, может ли использованная вычислительная процедура воспроизвести желаемую асимметрию H $\alpha$  в модели, предназначенной для SN 2013fs на стадии 10.3 часа.

В случае SN 1998S модель для описания H $\alpha$  с узким ядром и широкими крыльями на стадии около недели после взрыва включала ускорение газа перед ударной волной до 1000 км с<sup>-1</sup> (Чугай, 2001). Однако ни наблюдаемый профиль, ни модель не показывают асимметрию в этом спектре. Причина в том, что благодаря большой величине томсоновской оптической толщи ( $\tau_T = 3.6$ ) и небольшой скорости ускоренного газа, эффекты томсоновского рассеяния полностью замывают асимметрию.

Обращает на себя внимание интересное совпадение. При плотности газа околозвездной оболочки в оптимальной модели  $ho \approx 1.5 imes 10^{-14}$  г см $^{-3}$  и скорости плотной оболочки  $v_s = 2.6 \times 10^4$  км с<sup>-1</sup> на момент 10.3 часа (Чугай, 2020) кинетическая светимость ударной волны составляет  $L=2\pi R_1^2
ho v_s^3=$  $= 1.6 \times 10^{43}$  эрг с<sup>-1</sup>. Полученная величина совпадает с наблюдательной оценкой болометрической светимости SN 2013fs на рассматриваемой стадии (Ярон и др., 2017). На первый взгляд, излучение внешней ударной волны определяет светимость сверхновой на данной стадии. Однако при указанной плотности околозвездного газа время высвечивания газа за фронтом внешней ударной волны составляет несколько суток, и по этой причине вопрос о величине вклада внешней ударной волны в светимость на этой стадии остается открытым.

Сферическая симметрия компактной околозвездной оболочки в SN 2013fs ставит вопрос о том, имеет ли место близкая аналогия между плотными компактными оболочками вокруг предсверхновых IIP и оболочкой вокруг Бетельгейзе. Проблема в том, что оболочка Бетельгейзе показывает значительные отклонения от сферической симметрии (Кервелла и др., 2011). Если асимметрия оболочки Бетельгейзе порождается асимметрией потери массы, связанной с крупномасштабной конвекцией (Кервелла и др., 2011), то следует допустить, что сферичность оболочек вокруг предсверхновых IIP отражает, скорее, сферический режим потери массы красным сверхгигантом, вероятно, обусловленный радиальными пульсациями.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Гро (J.H. Groh), Astron. Astrophys. 572, L11 (2014).
- 2. Дессарт (L. Dessart, D.J. Hillier, and E. Audit), Astron. Astrophys. **605**, A83 (2017).
- 3. Кервелла и др. (P. Kervella, G. Perrin, A. Chiavassa, S.T. Ridgway, J. Cami, X. Haubois, and T. Verhoelst), Astron. Astrophys. **531**, A117 (2011).
- Охнака (К. Ohnaka, G. Weigelt, F. Millour, К.-H. Hofmann, T. Driebe, D. Schertl, A. Chelli. F. Massi, R. Petrov, and Ph. Stee), Astron. Astrophys. 529, A163 (2011).
- 5. Хазов и др. (D. Khazov, O. Yaron, A. Gal-Yam, I. Manulis, A. Rubin, S.R. Kulkarni, I. Arcavi, M.M. Kasliwal, et al.), Astrophys. J. **818**, 3 (2016).
- 6. Чугай (N.N. Chugai), MNRAS 494, L86 (2020).
- 7. Чугай (N.N. Chugai), MNRAS 326, 1448 (2001).
- 8. Шевалье (R.A. Chevalier), Astrophys. J. **259**, 302 (1982).
- 9. Шевалье и др. (R.A. Chevalier, C. Fransson, and T.K. Nymark), Astrophys. J. **641**, 1029 (2006).
- 10. Ярон и др. (O. Yaron, D.A. Perley, A. Gal-Yam, J.H. Groh, A. Horesh, E.O. Ofek, S.R. Kulkarni, J. Sollerman, et al.), Nature Phys. **13**, 510 (2017).
- 11. Ярон, Гал-Ям (O. Yaron and A. Gal-Yam), Publ. Astron. Soc. Pacific **124**, 668 (2012).

## ЭВОЛЮЦИОННЫЕ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД

© 2020 г. Ю. А. Фадеев<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия Поступила в редакцию 16.04.2020 г. После доработки 26.04.2020 г.; принята к публикации 28.04.2020 г.

Проведены расчеты эволюции звезд населения I с массой на главной последовательности 5  $M_{\odot} \leq M_0 \leq 6.1 \, M_{\odot}$  до стадии исчерпания гелия в ядре при начальных содержаниях гелия и более тяжелых элементов  $Y_0 = 0.28$  и  $Z_0 = 0.02$ . Отдельные модели эволюционных последовательностей, соответствующие стадии термоядерного горения гелия, были использованы как начальные условия при решении уравнений радиационной гидродинамики и нестационарной конвекции, описывающих радиальные пульсации цефеид. На диаграмме Герцшпрунга—Рессела петли эволюционных треков пересекают красную границу полосы нестабильности при  $M_0 > 5.1 \, M_{\odot}$ . Рассчитана сетка гидродинамических моделей цефеид, находящихся на стадиях второго и третьего пересечений полосы нестабильности. Для каждой эволюционной последовательности цефеид, пульсирующих в первом обертоне, период П и скорость изменения периода İI определены как непрерывные функции времени эволюции. Результаты выполненных расчетов находятся в хорошем согласии с современными наблюдательными оценками İI короткопериодических цефеид V532 Cyg, BG Cru и RT Aur.

Ключевые слова: звездная эволюция, пульсации звезд, цефеиды, звезды — переменные и пекулярные.

DOI: 10.31857/S0320010820050034

### ВВЕДЕНИЕ

К короткопериодическим цефеидам относят пульсирующие переменные звезды населения I с приблизительно симметричными кривыми блеска малой амплитуды ( $\Delta V \leq 0.5$  зв. вел.) и периодами короче 7 сут. В Общем каталоге переменных звезд (Самусь и др., 2017) насчитывается около 50 пульсирующих переменных типа DCEPS, которые удовлетворяют этому критерию. Короткопериодические цефеиды представляют собой группу наименее ярких и наименее массивных цефеид населения I. Предполагается, что пульсации большинства переменных типа DCEPS происходят в первом обертоне.

Звезды промежуточных масс становятся цефеидами на стадии термоядерного горения гелия в ядре, когда эволюционный трек звезды покидает область красных гигантов и описывает на диаграмме Герцшпрунга-Рессела (ГР) петлю, пересекающую полосу пульсационной неустойчивости (Хофмайстер и др., 1964; Ибен, 1966). Уменьшение и последующее увеличение радиуса звезды в течение этой стадии эволюции связаны с изменениями молекулярного веса и непрозрачности звездного вещества в оболочке, окружающей конвективное ядро (Валмсвел и др., 2015). Протяженность петли эволюционного трека на диаграмме ГР убывает с уменьшением массы звезды и в значительно меньшей степени зависит также от химического состава звездного вещества цефеид (см., например, Пиетринферни и др., 2006; Бертелли и др., 2009). Отсутствие уверенной оценки нижнего предела массы цефеид связано с неопределенностями, возникающими при сравнении теоретически рассчитанных значений болометрической светимости L и эффективной температуры T<sub>eff</sub> звездной модели с эмпирическими границами полосы неустойчивости, которые выражаются в терминах абсолютной звездной величины M<sub>V</sub> и показателя цвета (В –  $(-V)_0$  (Тамман и др., 2003).

История систематических измерений блеска многих цефеид насчитывает около 120 лет. Для звезд с периодами короче 7 сут этот отрезок времени охватывает более  $6 \times 10^3$  пульсационных циклов, что позволяет получать на основе анализа O - C диаграмм уверенные наблюдательные оценки скорости векового изменения периода пульсаций  $\dot{\Pi}$  (Тэрнер и др., 2006). Целью данной работы является определение фундаментальных параметров короткопериодических цефеид, для которых в

<sup>\*</sup>Электронный адрес: fadeyev@inasan.ru

последние годы были получены наблюдательные оценки скорости изменения периода П. Решение поставленной задачи основывается на согласованных расчетах звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций. Ранее этот метод был использован автором при определении фундаментальных параметров долгопериодических цефеид (Фадеев, 2018б). Исследование эволюционных и гидродина-мических моделей короткопериодических цефеид направлено также на определение нижнего предела массы цефеид.

### МЕТОД РАСЧЕТА

В данной работе расчеты звездной эволюции были выполнены с помощью программы MESA версии 12115 (Пакстон и др., 2018). При решении кинетических уравнений нуклеосинтеза использовалась сетка реакций 'pp\_cno\_extras\_o18\_ne22. net', включающая 26 изотопов от водорода <sup>1</sup>Н до магния <sup>24</sup>Mg, связанных между собой 81 реакцией. Скорости термоядерных реакций рассчитывались с помощью базы данных JINA Reaclib (Сайбурт и др., 2010). Вычисление скорости потери массы *М* проводилось по формуле Раймерса (1975) при значении параметра  $\eta_{\rm R} = 0.3$ . Конвективное перемешивание звездного вещества учитывалось в рамках стандартной теории Бём-Витензе (1958) при отношении длины пути конвективного перемешивания к шкале высот по давлению  $\alpha_{MLT} =$  $= \Lambda/H_{\rm P} = 1.6$ . Дополнительное перемешивание звездного вещества за пределами конвективной зоны вследствие эффекта овершутинга рассчитывалось согласно Хервигу (2000):

$$D_{\rm ov}(z) = D_0 \exp\left(-\frac{2z}{fH_{\rm P}}\right),\tag{1}$$

где  $D_0$  — коэффициент конвективной диффузии (Лангер и др., 1985) в слое внутри конвективной зоны, отстоящем от ее границы на  $0.004H_{\rm P}$ , z пространственная координата, которая отсчитывается от границы конвективной неустойчивости, f = 0.016 — параметр овершутинга.

В звездах промежуточных масс термоядерное горение гелия происходит внутри конвективного ядра, на внешней границе которого возникает скачок содержания гелия. С течением времени величина этого скачка возрастает вследствие уменьшения содержания гелия в центральной части звезды. Перемещение границы конвективной неустойчивости в сторону поверхности из одной массовой зоны модели в другую сопровождается неравномерным втеканием в конвектитвное ядро звездного вещества из внешних слоев, не затронутых нуклеосинтезом, что является причиной резких возрастаний скорости энерговыделения и появления на эволюционном треке ложных петель. В общем случае этот эффект является причиной значительного увеличения времени эволюции на стадии термоядерного горения гелия (Константино и др., 2016), а применительно к рассматриваемой в данной работе задаче — большим ошибкам при определении скорости изменения периода пульсаций цефеид. В данной работе для исключения резких изменений содержания гелия в центральной части звезды на стадии термоядерного горения гелия был использован метод, основанный на ограничении потока массы на внешней границе конвективного ядра (Спруит, 2015; Константино и др., 2017). Расчеты этой эволюционной стадии проводились с ограничением шага по времени  $\Delta t \leq 10^2$  лет при числе массовых зон звездной модели  $\approx 1.5 \times 10^4$ .

Отдельные модели эволюционных последовательностей, соответствующие стадии цефеиды, использовались как начальные условия при решении уравнений радиационной гидродинамики и турбулентной конвекции, описывающих радиальные звездные пульсации. Предполагалось, что внутренняя граница гидродинамической модели представляет собой жесткую постоянно излучающую сферу с радиусом  $r_0 = 0.1R$ , где R — радиус звезды. Начальные значения сеточных переменных, необходимые для решения задачи Коши, определялись нелинейным интерполированием значений сеточных переменных эволюционной модели. Описание метода решения задачи Коши приводится в более ранней статье автора (Фадеев, 2015). В расчетах гидродинамических моделей использовалась неравномерная лагранжева сетка с числом массовых зон N = 500. Размер каждого интервала лагранжевой сетки возрастает от поверхности к центру по закону геометрической прогрессии с коэффициентом  $q \approx 1.03$ . Определение периода колебаний каждой гидродинамической модели проводилось с помощью дискретного преобразования Фурье кинетической энергии пульсационных движений *E*<sub>K</sub> (Фадеев, 2018а).

### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В данной работе в качестве начальных условий были рассчитаны 12 эволюционных последовательностей звезд с начальной массой 5  $M_{\odot} \leq M_0 \leq 6.1 \ M_{\odot}$ , отстоящих друг от друга по массе на величину  $\Delta M_0 = 0.1 \ M_{\odot}$ . Предполагалось, что относительные массовые содержания гелия и более тяжелых элементов на начальной главной последовательности ( $t_{\rm ev} = 0$ ) составляют  $Y_0 = 0.28$  и  $Z_0 = 0.02$  соответственно. Расчеты звездной эволюции завершались при исчерпании гелия в центре звезды ( $Y_{\rm c} \leq 10^{-4}$ ).

Результаты согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций иллюстрируются на рис. 1, где показаны треки эволюционных последовательностей  $M_0 = 5.3 \ M_{\odot}, 5.5 \ M_{\odot},$ 



**Рис. 1.** Эволюционные треки звезд на диаграмме ГР в окрестности полосы нестабильности цефеид. Пунктирными линиями показаны участки трека, когда звезда становится неустойчивой относительно радиальных колебаний. Вертикальной чертой на эволюционном треке отмечена точка переключения колебаний между фундаментальной модой и первым обертоном. Числами около кривых указано значение начальной массы *M*<sub>0</sub>.

5.7  $M_{\odot}$  и 5.9  $M_{\odot}$  на диаграмме ГР в окрестности полосы нестабильности цефеид. Пунктирными линиями отмечены этапы эволюции, соответствующие положительным темпам роста кинетической энергии колебаний ( $\eta = \Pi^{-1}d \ln E_{\mathrm{K}\,\mathrm{max}}/dt >$ > 0), когда в звезде возникают радиальные пульсации. Здесь t — время, связанное с колебаниями,  $E_{\mathrm{K}\,\mathrm{max}}$  — максимум кинетической энергии пульсационных движений. Радиальные пульсации цефеид с хорошей точностью описываются колебаниями типа стоячей волны, поэтому в течение одного периода II кинетическая энергия  $E_{\mathrm{K}\,\mathrm{max}}$ .

Возраст звезды  $t_{\rm ev,0}$ , соответствующий границе пульсационной неустойчивости ( $\eta = 0$ ), определялся линейным интерполированием между двумя смежными моделями с противоположными знаками темпов роста  $\eta$  (Фадеев, 2013). Для рассмотренных эволюционных последовательностей нижний порог начальной массы цефеиды находится в пределах  $5.1~M_{\odot} < M_0 < 5.2~M_{\odot}$ . В частности, при  $M_0 = 5.2~M_{\odot}$  точка поворота эволюционного трека соответствует эффективной температуре  $\lg T_{\rm eff} = 3.742$  и отстоит от красной границы полосы нестабильности на величину  $\Delta \lg T_{\rm eff} = 3.4 \times 10^{-3}$ . В окрестности поворота трека пульсации

происходят в фундаментальной моде с периодом  $\Pi\approx 5.3~{\rm сут.}$ 

На графиках, показанных на рис. 1, эволюция звезды протекает вдоль петлеобразного трека по направлению часовой стрелки, а вертикальная черта на треке отмечает переключение моды колебаний. Как и в предшествующей статье автора (Фадеев, 2019), в данной работе предполагалось, что время переключения моды колебаний значительно короче по сравнению со временем ядерной эволюции на стадии цефеиды. Возраст звезды  $t_{\rm ev\,sw}$ , при котором происходит переключение моды, определялся как среднее значение возраста двух смежных моделей эволюционной последовательности, которые пульсируют в разных модах. Колебания в фундаментальной моде характерны для звезд с низкой эффективной температурой около красной границы полосы неустойчивости, тогда как колебания в первом обертоне происходят в более горячих звездах, находящихся ближе к синей границе полосы неустойчивости.

Период пульсаций как функция времени эволюции определялся с помощью кубических интерполяционных сплайнов в пределах отрезка  $t_{\rm ev}$ , где колебания происходят либо в фундаментальной моде, либо в первом обертоне. Графики эволюционного изменения периода цефеид с начальной массой



Рис. 2. Изменение периода радиальных пульсаций цефеид с начальными массами  $M_0 = 5.3 M_{\odot}$  (сплошные линии), и  $M_0 = 5.9 M_{\odot}$  (штриховые линии), как функция времени эволюции, которое отсчитывается от момента минимального радиуса звезды  $t_{\rm ev}(R_{\rm min})$ .

 $M_0 = 5.3 \ M_{\odot}$  и 5.9  $M_{\odot}$  показаны на рис. 2, где для удобства графического представления время эволюции отсчитывается от момента минимального радиуса звезды  $t_{\rm ev}(R_{\rm min})$ .

Начальная и конечная точки каждого графика на рис. 2 соответствуют пересечению эволюционным треком красной границы полосы нестабильности, тогда как скачкообразное приблизительно полуторакратное изменение периода связано с переключением моды колебаний. Разрыв зависимости  $\Pi(t_{\rm ev})$  для эволюционной последовательности  $M_0 = 5.9~M_{\odot}$  при колебаниях в первом обертоне связан с эволюцией звезды за пределами синей границы полосы неустойчивости. Как видно из приведенных графиков, с увеличением массы цефеиды возрастает отношение  $\Delta t_{\rm ev,3}/\Delta t_{\rm ev,2}$ , где  $\Delta t_{\rm ev,2}$ и  $\Delta t_{\rm ev,3}$  — продолжительности второго и третьего пересечений полосы неустойчивости.

Для рассмотренных эволюционных последовательностей верхний предел радиуса цефеиды, при котором происходит переключение моды колебаний, составляет  $R = 52R_{\odot}$ . Переход колебаний из одной моды в другую во время второго и третьего пересечения полосы нестабильности происходит в эволюционных последовательностях  $5.3 \le M_0 \le$  $\le 5.9 \ M_{\odot}$ , тогда как при 6.0  $M_{\odot} \le M_0 \le 6.1 \ M_{\odot}$ переключение моды происходит только при втором пересечении, так как во время третьего пересечения радиус звезы превосходит пороговое значение  $52R_{\odot}$ .

Область возбуждения пульсационной неустойчивости цефеид находится в слоях частичной ионизации гелия, и для пульсаций в первом обертоне необходимо, чтобы радиус зоны ионизации гелия всегда оставался больше радиуса узла соответствующей собственной функции. К сожалению, определение условий переключения моды колебаний в общем случае невозможно, поэтому далее в качестве величины, связанной с пороговыми значения периода фундаментальной моды  $\Pi_0$  и первого обертона  $\Pi_1$ , при которых одна мода колебаний переходит в другую, мы используем среднюю плотность вещества звезды  $\langle \rho \rangle = M/(\frac{4}{3}\pi R^3)$ .

Определенные для всех рассмотренных эволюционных последовательностей пороговые значения периодов  $\Pi_0$  и  $\Pi_1$  при переключении моды колебаний с хорошей точностью описываются соотношениями

$$\Pi_0 = -23.486 - 7.065 \lg \langle \rho \rangle, \tag{2}$$

$$\Pi_1 = -14.773 - 4.504 \lg \langle \rho \rangle, \tag{3}$$

где  $\Pi_0$  и  $\Pi_1$  выражены в сутках. Значения периодов  $\Pi_0$  и  $\Pi_1$  вместе с соотношениями (2) и (3) показаны на рис. 3.



**Рис. 3.** Периоды фундаментальной моды (заполненные кружки) и первого обертона (заполненные треугольники) при переключении моды колебаний. Штриховыми линиями показаны зависимости (2) и (3).

### СРАВНЕНИЕ С НАБЛЮДЕНИЯМИ

Сравнение результатов теоретических расчетов с наблюдениями удобнее всего проводить с помощью диаграммы период — скорость изменения периода (Тэрнер и др., 2006; Фадеев, 2014). Аппроксимация зависимости  $\Pi(t_{\rm ev})$  кубическими интерполяционными сплайнами позволяет легко вычислить скорость изменения периода как функцию времени эволюции и в конечном счете выразить П как функцию П. На рис. 4 показаны графики таких зависимостей для моделей цефеид пульсирующих в первом обертоне на стадии второго пересечения полосы нестабильности ( $\dot{\Pi} < 0$ ). Эволюция звезды протекает слева направо в сторону уменьшения периода. Каждый график показывает изменение П от точки переключения моды колебаний до синей границы полосы неустойчивости ( $M_0 \ge 5.8 \ M_{\odot}$ ) или точки поворота эволюционного трека ( $M_0 \leq$  $\leq 5.6 \ M_{\odot}$ ), где  $\Pi_1 = 0$ .

На рис. 4 также приведены современные наблюдательные оценки периода и скорости изменения периода короткопериодических цефеид DX Gem (Бердников, 2019а), V532 Cyg (Бердников, 2019б) и BG Cru (Бердников и др. 2019). Как видно из рисунка, результаты расчетов находятся в хорошем согласии с наблюдениями цефеид V532 Cyg и BG Cru, тогда как наблюдательная оценка П цефеиды DX Gem оказывается в несколько раз больше значения, предсказываемого теорией. Лучшее согласие теории с наблюдениями DX Gem может быть получено лишь при условии, что синяя граница полосы пульсационной неустойчивости цефеид с массой  $M \approx 6 \ M_{\odot}$  простирается в сторону более высоких эффективных температур и соответственно более коротких периодов.

Графики зависимостей П от П на стадии третьего пересечения полосы нестабильности ( $\dot{\Pi} > 0$ ) показаны на рис. 5 для эволюционных последовательностей  $M_0 = 5.6 \ M_{\odot}$ , 5.7  $M_{\odot}$  и 5.8  $M_{\odot}$ . Как видно из рисунка, все приведенные зависимости показывают удовлетворительное согласие с наблюдательной оценкой  $\dot{\Pi}$  цефеиды RT Aur (Тэрнер и др., 2007), которая приблизительно в полтора раза превосходит результаты теоретических расчетов. На рис. 5 также приведены наблюдательные оценки  $\dot{\Pi}$  цефеид CG Cas (Тэрнер и др., 2008) и FF Aql (Бердников и др., 2014). К сожалению, периоды этих цефеид заметно превосходят пороговые значения  $\Pi_1$ , которые были получены в данной работе.

Теоретические оценки фундаментальных параметров короткопериодических цефеид V532 Cyg, BG Cru и RT Aur, для которых теоретические оценки İI не противоречат наблюдениям, приведены в табл. 1.



**Рис. 4.** Скорость изменения периода  $\Pi$  как функция периода  $\Pi$  для моделей цефеид, пульсирующих в первом обертоне на стадии второго пересечения полосы нестабильности ( $\Pi < 0$ ).



**Рис. 5.** То же, что на рис. 4, но для моделей цефеид на стадии третьего пересечения полосы нестабильности ( $\dot{\Pi} > 0$ ).

Цефеиды	П, сут	$t_{ m ev},10^6$ лет	$M/M_{\odot}$	$L/L_{\odot}$	$R/R_{\odot}$	$T_{ m eff},{ m K}$
V532 Cyg	3.2836	82.3	5.53	2130	42.8	6000
BG Cru	3.3426	90.0	5.33	1810	42.8	5760
RT Aur	3.7182	76.1	5.77	2720	47.9	6030

Таблица 1. Фундаментальные параметры короткопериодических цефеид

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные выше результаты дополняют более раннюю работу автора (Фадеев, 2014), посвященную теоретическому объяснению наблюлаемых вековых изменений периолов цефеил. и в которой короткопериодические цефеиды были исследованы недостаточно детально. В частности, результаты данной работы позволяют заключить, что значительный разброс наблюдательных значений П короткопериодических цефеид связан с обращением скорости изменения периода в нуль в точке поворота эволюционного трека. Таким образом, приблизительно нулевая скорость изменения периода короткопериодической цефеиды может служить грубым индикатором массы звезды. Как видно из рис. 1, поворот эволюционного трека в пределах полосы неустойчивости цефеид происходит при массе звезды  $M < 5.7~M_{\odot}$ .

Результаты согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций позволяют заключить, что нижний предел массы цефеид, находящихся на эволюционной стадии термоядерного горения гелия в ядре, составляет  $M \approx$  $\approx 5.1 \ M_{\odot}$ . В звездах с меньшей массой петля эволюционного трека не пересекает красную границу полосы пульсационной неустойчивости, и звезда остается устойчивой относительно радиальных колебаний. Необходимо, однако, заметить, что этот вывод основывается на результатах, полученных при начальных массовых содержаниях гелия и более тяжелых элементов  $Y_0 = 0.28$  и  $Z_0 = 0.02$ . Зависимость эволюционных изменений радиуса звезды и протяженности петли эволюционного трека от среднего молекулярного веса звездного вещества (Валмсвел и др., 2015) заставляет предполагать, что нижний предел массы цефеид определяется также химическим составом звездного вещества.

Из рассмотренных в данной работе шести короткопериодических цефеид с известными наблюдательными оценками  $\dot{\Pi}$  лишь для трех было получено удовлетворительное согласие результатов расчетов с наблюдениями. Периоды CG Cas ( $\Pi$  = = 4.3656 сут) и FF Aql ( $\Pi$  = 4.4709 сут) заметно превосходят пороговые значения периода первого обертона, при котором происходит переключение колебаний в фундаментальную моду (см. рис. 5). Зависимость периода переключения моды от средней плотности вещества звезды (см. рис. 3) наводит на мысль, что верхний предел значений периода колебаний в первом обертоне может быть подвержен изменениям в зависимости от химического состава звездного вещества. Таким образом, так же как и при уточнении нижнего предела массы цефеид, устранение противоречия теории с наблюдениями цефеид CG Cas и FF Aql следует искать на основе более обширных сеток эволюционных и гидродинамических моделей цефеид, рассчитанных при различных предположениях относительно начального химического состава звездного вещества.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. 45, 489 (2019а) [L.N. Berdnikov, Astron. Lett. 45, 435 (2019а)].
- Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. 45, 731 (20196) [L.N. Berdnikov, Astron. Lett. 45, 677 (2019b)].
- Бердников Л.Н., Тэрнер Д.Г., Хенден А.А., Астрон. журн. 91, 299 (2014) [L.N. Berdnikov, D.G. Turner, and A.A. Henden, Astron. Rep. 58, 240 (2014)].
- Бердников Л.Н., Князев А.Ю., Ковтюх В.В., Кравцов В.В., Мишенина Т.В., Пастухова Е.Н., Усенко И.А., Письма в Астрон. журн. **45**, 499 (2019)
   [L.N. Berdnikov, А.Yu. Kniazev, V.V. Kovtyukh, V.V. Kravtsov, T.V. Mishenina, E.N. Pastukhova, and I.A. Usenko, Astron. Lett. **45**, 445 (2019)].
- 5. Бертелли и др. (G. Bertelli, E. Nasi, L. Girardi, and P. Marigo), Astron. Astrophys. **508**, 355 (2009).
- 6. Бём-Витензе (Е. Böhm-Vitense), Zeitschrift für Astrophys. 46, 108 (1958).
- 7. Валмсвел и др. (J.J. Walmswell, J.C.A. Tout, and J.J. Eldridge), MNRAS 447, 2951 (2015).
- 8. Ибен (I. Iben), Astrophys.J. 143, 483 (1966).
- Константино и др. (Т. Constantino, S.W. Campbell, W. Simon, J.C. Lattanzio, and A. van Duijneveldt), MNRAS, 456, 3866 (2016).
- 10. Константино и др. (T. Constantino, S.W. Campbell, and J.C. Lattanzio), MNRAS **472**, 4900 (2017).
- 11. Лангер и др. (N. Langer, M. El Eid and K.J. Fricke), Astron. Astrophys. **145**, 179 (1985).
- Пакстон и др. (B. Paxton, J. Schwab, E.B. Bauer, L. Bildsten, S. Blinnikov, P. Duffell, R. Farmer, J.A. Goldberg, P. Marchant, E. Sorokina, A. Thoul, R.H.D. Townsend, and F.X. Timmes), Astropys. J. Suppl. Ser. 234, 34 (2018).

- 13. Пиетринферни и др. (A. Pietrinferni, S. Cassisi, M. Salaris, and F. Castelli), Astrophys. J. **642**, 797 (2006).
- 14. Раймерс (D. Reimers), *Problems in stellar atmospheres and envelopes* (Ed. B. Baschek, W. H. Kegel, G. Traving, New York: Springer-Verlag, 1975), p. 229.
- 15. Сайбурт и др. (R.H. Cyburt, A.M. Amthor, R. Ferguson, Z. Meisel, K. Smith, S. Warren, A. Heger, R.D. Hoffman, T. Rauscher, A. Sakharuk, H. Schatz, F.K. Thielemann, and M. Wiescher), Astrophys. J. Suppl. Ser. **189**, 240 (2010).
- Самусь Н.Н., Казаровец Е.В., Дурлевич О.В., Киреева Н.Н., Пастухова Е.Н., Астрон. журн. 94, 87 (2017) [N.N. Samus', Е.V. Kazarovets, O.V. Durlevich, N.N. Kireeva, and E.N. Pastukhova, Astron. Rep. 61, 80 (2017)].
- 17. Спруит (H.C. Spruit), 2015, Astron. Astrophys. **582**, L2 (2015).
- 18. Тамман и др. (G.A. Tammann, A. Sandage, and B. Reindl), Astron. Astrophys. **404**, 423 (2003).
- 19. Тэрнер и др. (D.G. Turner, G. David, M. Abdel-Sabour Abdel-Latif, and L.N. Berdnikov), Publ. Astron, Soc. Pacific **118**, 410 (2006).
- 20. Тэрнер и др. (D.G. Turner, I.S. Bryukhanov, I.I. Balyuk, A.M. Gain, R.A. Grabovsky, V.D. Grigorenko, I.V. Klochko, A. Kosa-Kiss, A.S. Kosinsky, I.J. Kushmar, V.T. Mamedov,

N.A. Narkevich, A.J. Pogosyants, A.S. Semenyuta, I.M. Sergey, V.V. Schukin, J.B. Strigelsky, V.G. Tamello, D.J. Lane, and D.J. Majaess), Publ. Astron, Soc. Pacific **119**, 1247 (2007).

- 21. Тэрнер и др. (D.G. Turner, D. Forbes, D. English, P.J.T. Leonard, J.N. Scrimger, A.W. Wehlau, R.L. Phelps, L.N. Berdnikov, and E.N. Pastukhova), MNRAS **388**, 444 (2008).
- 22. Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **39**, 829 (2013) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. **39**, 746 (2013)].
- 23. Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн., **40**, 341 (2014) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. **40**, 301 (2014)].
- 24. Фадеев (Yu.A. Fadeyev), MNRAS 449, 1011 (2015).
- 25. Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. 44, 673 (2018а) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. 44, 616 (2018а)].
- 26. Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. 44, 851 (20186) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. 44, 782 (2018b)].
- 27. Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **45**, 403 (2019) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. **45**, 353 (2019)].
- 28. Хервиг (F. Herwig), Astron. Astrophys. **360**, 952 (2000).
- 29. Хофмайстер и др. (E. Hofmeister, R. Kippenhahn, and A. Weigert), Zeitschrift für Astrophys. **60**, 57 (1964).

### ЭВОЛЮЦИОННЫЙ СТАТУС Ар-ЗВЕЗД НД 110066 И НД 153882

© 2020 г. А. М. Романовская<sup>1\*</sup>, Т. А. Рябчикова<sup>1</sup>, Д. В. Шуляк<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт исследований Солнечной системы им. Макса Планка, Гейдельберг, Германия

Поступила в редакцию 19.04.2020 г.

После доработки 19.04.2020 г.; принята к публикации 28.04.2020 г.

Представлены результаты определения фундаментальных параметров атмосфер магнитных химически пекулярных Ар звезд HD 110066 (AX CVn) и HD 153882 (V451 Her). Определение параметров атмосфер ( $T_{\rm eff}$ , lg g,  $R/R_{\odot}$  и  $L/L_{\odot}$ ) основано на самосогласованном анализе спектров высокого разрешения (ESPaDOnS с R = 65~000) и наблюдаемого распределения потока в широком спектральном диапазоне. Получены значения радиальных компонент магнитного поля  $B_r = 4015 \pm 180$  Гс для HD 110066 и  $B_r = 3800 \pm 200$  Гс для HD 153882 по наблюдаемому расщеплению линий и магнитному дифференциальному уширению. Проведен анализ химического состава и вертикального распределения (стратификации) Fe и Cr по глубине атмосферы, поскольку линии этих элементов дают наибольший вклад в поглощение, и наличие стратификации влияет на распределение выходящего потока. С учетом аномального химического состава и стратификации построены модели атмосфер и определен эволюционный статус данных звезд. Положение HD 110066 и HD 153882 на диаграмме Герцшпрунга—Рассела подтверждает наблюдаемое уменьшение величины магнитного поля с возрастом звезды для звезд с массами больше  $2.5M_{\odot}$ .

Ключевые слова: магнитные звезды, атмосферы звезд, спектроскопия.

DOI: 10.31857/S032001082005006X

### ВВЕДЕНИЕ

Определение фундаментальных параметров звезд (эффективная температура  $T_{\rm eff}$ , ускорение силы тяжести на поверхности lg g, радиус  $R/R_{\odot}$  и светимость  $L/L_{\odot}$ )— одна из основных задач в астрофизике, поскольку они определяют положение звезд на диаграмме Герцшпрунга—Рассела, т.е. ее эволюционный статус и, следовательно, возраст. Эта проблема очень важна для теории возникновения и дальнейшей эволюции магнитных полей Ар-звезд и аномалий химического состава.

До сих пор эволюция магнитного поля и химических аномалий на протяжении жизни звезды на Главной Последовательности (ГП) остается неопределенной, главным образом, из-за трудностей в определении возраста и/или положения Арзвезды на ГП. Кочухов и Баньюло (2006) провели статистическое исследование эволюционного статуса 194 магнитных Ар-звезд и пришли к выводу, что усредненная по поверхности величина модуля магнитного поля уменьшается с возрастом звезды. Эффективные температуры и светимости были оценены по калибровкам узкополосной фотометрии и по известным параллаксам. Ландстрит и др. (2007) исследовали эволюцию магнитных полей Ар-звезд по 81 объекту в рассеянных скоплениях известного возраста, чья принадлежность к скоплению установлена достаточно уверенно. На основании этого исследования был сделан предварительный вывод, что магнитное поле уменьшается с возрастом только для звезд с массами больше  $3M_{\odot}$ . Для звезд меньших масс зависимость от возраста практически отсутствует. К сожалению, большинство звезд с известными из измерений величинами поверхностных магнитных полей являются звездами поля, возраст которых и положение на диаграмме Г-Р определяются достаточно ненадежно, главным образом, из-за неопределенностей в эффективных температурах и светимостях (радиусов). Прямые измерения радиусов методами интерферометрии в настоящее время сделаны для небольшого количества звезд (см. Романовская и др. (2019) и ссылки в статье). Альтернативно фундаментальные параметры звезд ( $T_{\rm eff}$ , lg g,  $R/R_{\odot}$ ) с известными параллаксами достаточно точно можно определить по анализу спектров высокого разрешения (модель атмосферы) совместно с подгонкой теоретических модельных потоков к наблюдаемым.

Для химически-пекулярных звезд эта задача усложняется наличием глобальных магнитных по-

<sup>\*</sup>Электронный адрес: annarom@inasan.ru

лей и аномального химического состава их атмосфер, которые нужно учитывать при построении адекватной модели атмосферы для правильного описания наблюдаемого распределения потока от звезды (SED — spectral energy distribution). Аномально высокое содержание редкоземельных элементов (P39/REE — rare earth elements) влияет на SED преимущественно в оптическом диапазоне спектра: чем выше содержание РЗЭ, тем меньше интенсивность выходящего потока при тех же эффективных температурах в диапазоне 3000-5000 Å, который перераспределяется в длинноволновую область спектра (см. рис. 7 в статье Шуляк и др. (2010)). В атмосферах Ар-звезд наблюдаются избытки элементов тяжелее кислорода на 1 порядок для элементов железного пика и на 3-4 порядка выше для РЗЭ, а легкие элементы Не, СМО показывают дефицит по отношению к содержанию в солнечной атмосфере (см. обзор Рябчикова (1991)).

Для объяснения аномального содержания элементов в магнитных звездах был предложен механизм создания аномалий (Мишо (1970)), в котором происходит диффузия атомов и ионов химического элемента под совокупным действием сил гравитационного и лучевого давления, направленных к центру и вовне звезды соответственно. Если сила гравитационного давления преобладает, то элементы диффундируют в глубокие слои атмосферы звезды, а в противоположном случае мы имеем направленный поток частиц в верхние слои атмосферы. Скорость диффузии элементов очень мала, ~10<sup>-3</sup>-10<sup>-2</sup> см с<sup>-1</sup> (Мишо (1970)), поэтому наличие глобальных магнитных полей, которые стабилизируют атмосферу, создает условия для стратификации химических элементов (Бабель (1992), ЛеБлан и др. (2009), Алесьян и Штифт (2010)). Магнитные звезды также вращаются медленнее нормальных звезд тех же температур. В атмосферах нормальных звезд процессу разделения элементов препятствуют конвективные (в звездах с эффективными температурами менее 7000 К) и турбулентные движения (в более горячих атмосферах), а также меридиональная циркуляция при быстром вращении, типичном для звезд спектральных классов А и В.

В представленной работе было проведено детальное исследование двух Ар-звезд HD 110066 и HD 153882 с целью уточнения фундаментальных параметров атмосфер ( $T_{\rm eff}$ , lg g,  $R/R_{\odot}$ ,  $L/L_{\odot}$ ) путем сравнения наблюдаемых и теоретических распределений энергии в широком диапазоне длин волн. HD 110066 (AX CVn) и HD 153882 (V451 Her) — магнитные химически-пекулярные звезды спектрального класса A0p SrCrEu, что означает наблюдаемые аномальные содержания элементов Sr, Cr и Eu, а также некоторых других. В работе были определены содержания химических элементов и исследована стратификации элементов Cr и Fe в атмосфере звезд, что влияет на спектральное распределение энергии. Полученные фундаментальные параметры звездных атмосфер позволили достаточно точно определить положение исследуемых звезд на диаграмме Герцшпрунга–Рассела.

### НАБЛЮДЕНИЯ

Спектры высокого разрешения для звезд исследования были получены со спектрополяриметром ESPaDOnS, установленном на канадско-франкогавайском (CFHT) телескопе, который находится в обсерватории Мауна Кеа, по одной программе наблюдений (Proposal ID 16AC02). Разрешающая сила спектрографа  $\lambda/\delta\lambda = R = 65\,000$  во всех длинах волн.

Для построения распределения энергии в спектре были использованы фотометрические наблюдения в различных спектральных диапазонах. Спектрофотометрические наблюдения в УФдиапазоне 1900-3000 Å для HD 110066 взяты из наблюдений телескопа International Ultraviolet Explorer  $(IUE)^1$ , а также для обеих звезд использована УФ-фотометрия со спутника TD1 (European Space Research Organisation (ESRO) satellite) (Томпсон и др. (1978)) с помощью телескопа S2/68, который измерял в ультрафиолетовом диапазоне абсолютные потоки в 4 узких полосах. В оптическом диапазоне были использованы спектрофотометрические наблюдения из каталога Адельмана (Адельман и др. (1989)). В ближнем инфракрасном диапазоне данные взяты из каталога 2MASS (2Micron All-Sky Survey — Кутри и др. (2003)), который содержит обзор всего неба в фильтрах J (1.25 мкм), Н (1.65 мкм), и Ks (2.17 мкм). Наблюдения переведены в абсолютные потоки по калибровкам из работы (Коэн и др. (2003)).

### ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ АТМОСФЕРЫ

Фундаментальные параметры исследуемых звезд были получены различными методами в предыдущих работах (табл. 1). Кочухов и Баньюло (2006) оценивали эффективные температуры и светимости звезд через калибровки Женевской фотометрической системы с использованием параллаксов Hipparcos (ван Лювен (2007)). Радиусы звезд были рассчитаны по формуле Стефана-Больцмана. Нетопил и др. (2008) собрали значения параметров из разных источников, полученные

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> http://archive.stsci.edu/iue/

### ЭВОЛЮЦИОННЫЙ СТАТУС Ар-ЗВЕЗД

HD	$T_{ m eff}$	$\lg g$	$\log(L/L_{\odot})$	$R/R_{\odot}$	Ссылка
HD 110066	8851		1.75(10)	3.20	Кочухов и Баньюло (2006)
	9030(60)				Нетопил и др. (2008)
	9100				Адельман и др. (1995)
	9000(200)				Рябчикова и др. (2004)
HD 153882	9450(580)				Нетопил и др. (2008)
	9250	3.76(11)	1.921(114)	3.57(52)	Хубриг и др. (2007)
	9730		2.00(11)	3.52	Кочухов и Баньюло (2006)
	9240	3.80			Адельман и Рейли (2000)
	9250(200)	3.85			Рябчикова и др. (2005)

Таблица 1. Фундаментальные параметры звезд исследования из литературы

Таблица 2. Список линий для измерения магнитного поля и проекции скорости вращения на луч зрения V sin i в звездах HD 110066 и HD 153882

Ион Да		<i>0</i> -55	HD 110066	HD 153882	Ссылка	
11011	Л, Л	9 en	$B_r$	, Гс	CEDIJIKA	
Cr II	5116.048	2.921	4138(58)		K10	
Fe II	6149.246	1.351	4118(25)	3670(87)	K13	
Fe I	6335.329	1.164	4241(49)		K14	
Fe I	6336.823	2.003	3954(47)	3835(770)	K14	
Fe II	7342.420	1.367	3763(22)		K13	
Fe II	8352.828	1.285	3875(20)	3890(170)	K14	
			$\langle B \rangle = 4015(180)$	3800(200)		

**Примечание.** Приведены элементы, длины волн, эффективный фактор Ланде *g*<sub>eff</sub>, величина магнитного поля и соответствующей ошибки, полученные по BINMAG6, и ссылки, откуда взяты значения *g*<sub>eff</sub>. В последней строке таблицы приведены значения поля, используемые в дальнейших расчетах. КХХ — данные с сайта Куруца (http://kurucz.harvard.edu/atoms/), ХХ — год расчетов.

различными методами. Из таблицы видно, что для HD 110066 разброс в определении температур составляет 200 К, а для HD 153882 разброс существенно больше.

Чтобы рассчитать адекватную модель атмосферы звезды, необходимо знать точную эффективную температуру, логарифм ускорения свободного падения и химический состав звезды, поскольку он влияет на выходящий поток через поглощение в линиях. Также в магнитных химически-пекулярных звездах при анализе химического состава дополнительным параметром является магнитное поле, влияющее на интенсивность спектральных линий. Определение фундаментальных параметров проводилось итерационно в несколько этапов: с построения начальной модели атмосферы, оценки содержания и расчета стратификации элементов и затем расчета теоретического потока для сравнения с наблюдаемым. Итерации проводились до тех пор, пока модельные расчеты не сошлись с наблюдениями (см. подробнее в работах Кочухов и

др. (2009), Шуляк и др. (2009, 2013), Романовская и др. (2019)).

Стартовые модели атмосфер с параметрами 8850g40 (HD 110066) и 9250g40 (HD 153882) были рассчитаны по программе ATLAS9 (Куруц (1993)), в которой поглощение в линиях учитывалось как часть общей непрозрачности при расчете выходящего излучения с использованием метода функции распределения (ODF — Opacity Distribution Function). В дальнейших итерациях модели атмосфер рассчитывались по программе LLmodels (Шуляк и др. (2004)), где учитывается поглощение в каждой линии с учетом индивидуального химического состава и стратификации. Здесь и далее в имени модели указаны эффективная температура и логарифм ускорения свободного падения.

### Определение магнитного поля

Мы провели измерения магнитного поля путем сравнения синтетического спектра с наблюдаемым.



**Рис. 1.** Оценка магнитного поля в атмосферах звезд HD 110066 (верхний ряд) и HD 153882 (нижний ряд) по линиям Fe I 5434.52 ( $g_{\rm eff} = 0.1$ ), Fe II 6149.246 ( $g_{\rm eff} = 1.35$ ) и Fe II 8352.828 ( $g_{\rm eff} = 1.29$ ). Наилучшее согласие теоретических расчетов с наблюдениями (звездочки) показано сплошной черной линией; расчеты с нулевым полем показаны красной штриховой линией.

Синтетический спектр рассчитывался по программе Synmast (Кочухов (2007)), в которой решается уравнение переноса в присутствии магнитного поля. При подгонке профилей спектральных линий варьировались содержание элемента, модуль вектора напряженности магнитного поля, усредненного по поверхности звезды  $B_s$ , и проекция скорости вращения на луч зрения V sin i. Для этого были выбраны несколько чувствительных к магнитному полю линий Fe, Cr (см. табл. 2). Факторы Ланде взяты из базы данных VALD, версия 3 (Рябчикова и др. (2015)). Ссылки на индивидуальные работы даны в табл. 2. Использовалось приближение однородного распределения магнитного поля по поверхности звезды. Вообще говоря, программа Synmast позволяет варьировать три компоненты вектора магнитного поля, радиальную, меридиональную и тангенциальную. Поскольку магнитное расщепление линий в спектре звезды HD 153882 замывается из-за достаточно большой скорости вращения, а магнитное поле оценивалось по дифференциальному магнитному уширению (см. рис. 4, Кочухов и др. (2006)), то мы варьировали только радиальную компоненту поля, т.е. геометрия магнитного поля звезды была представлена однородным радиальным полем. При таком подходе  $B_s = B_r$ . Такая же модель была использована и для звезды HD 110066, хотя скорость вращения

ее существенно меньше. Стартовая величина проекции скорости вращения оценивалась по линии Fe I 5434.52 Å, которая слабо чувствительна к магнитному полю ( $g_{\rm eff} = 0.1$ ).

Магнитное поле звезды HD 110066 в работе Матиса (Матис (2017)) оценивалось в среднем как  $B_s = 4080$  и определялось по наиболее удобной для таких измерений линии Fe II 6149.246 Å, зеемановское расщепление которой представлено двумя  $\sigma$ - и двумя  $\pi$ - компонентами, расстояние между которыми одинаково. Это означает, что при любой геометрии магнитного поля в неполяризованном свете линия расщепляется на 2 компоненты, расстояние между которыми пропорционально величине модуля вектора поля. Нам удалось найти еще одну линию, Fe II 8352.828 Å, с зеемановским расщеплением такого же типа. Кроме того, мы использовали еще несколько линий в спектре, по которым хорошо видно расщепление на две или три компоненты. Так, мы получили величину модуля вектора напряженности магнитного поля, усредненного по поверхности звезды,  $B_s = 4015(180)$  Гс, а  $V \sin i = 3.3(3)$  км/с. В скобках приведена стандартная ошибка в последних знаках.

Для звезды HD 153882 в литературе приведены значения для эффективного магнитного поля  $B_z$ 



**Рис. 2.** Содержание химических элементов в HD 110066 (черные точки) и HD 153882 (красные точки) относительно солнечных значений (штриховая линия). Содержания на Солнце взяты из работы Гревесс и др. (2015), Скотт и др (2015а, 2015б). Сплошными кружками показаны содержания, определенные по линиям нейтральных атомов С-Ва и первых ионов РЗЭ; открытыми кружками — то же по линиям первых ионов С-Ва и вторых ионов РЗЭ.

(проекция вектора поля по лучу зрения, см. Матис (1991)). Поле меняется в пределах  $\pm 1600$  Гс. Из-за значительной скорости вращения звезды магнитное расщепление профилей не наблюдается даже у линий с большими факторами Ланде, поэтому оценка поля производилась по дополнительному дифференциальному магнитному уширению. Мы получили  $B_s = 3800(200)$  Гс, а  $V \sin i = 20.0(3)$  км/с.

На рис. 1 показаны примеры оценки магнитного поля в атмосферах звезд исследования. Для сравнения представлены профили линии Fe I 5434.52 Å с практически нулевым фактором Ланде. Для HD 153882 поле оценивалось по магнитному уширению, и поэтому сплошной и штриховой линиями показаны теоретические расчеты с магнитным полем из табл. 2 и с нулевым значением поля соответственно. Скорость вращения оценивалась по магнитно-нечувствительной линии. Синтетические спектры с полем и без поля показаны для содержания Fe, полученного по подгонке с магнитным полем.

Средние значения магнитных полей и полученные скорости вращения были в дальнейшем использованы для расчетов содержания элементов и стратификации.

#### Оценка содержания химических элементов

Анализ содержания является частью итерационного процесса по самосогласованному анализу спектров и распределения энергии. Синтетический спектр рассчитывался по программе Synmast (Кочухов (2007)). Параметры спектральных линий взяты из базы данных VALD3 (Рябчикова и др. (2015)). Оценка содержания была проведена двумя различными методами. Первый метод (быстрый) позволяет через измеряемые эквивалентные ширины спектральных линий рассчитать содержание элемента по программе WidSyn, учитывающей магнитное расщепление (Шуляк и др. (2013)). Во втором, более точном, методе происходит подгонка синтетического профиля спектральной линии к наблюдаемому. При этом варьируются следующие параметры: скорость вращения по лучу зрения  $V \sin i$ , лучевая скорость  $V_r$ , радиальная  $B_r$  и в случае необходимости меридиональная В<sub>т</sub> компоненты магнитного поля. Подгонка теоретических профилей линий к наблюдаемым производилась с помощью программы BinMag6 (Кочухов (2018)). Для повышения точности определения по программе WidSyn отбирались неблендированные или наименее блендированные линии, в которых возможные бленды дают незначительный вклад в основную линию. Если разброс по данным, полученным

	1		1		1	
HD 110066	HD 153882	Солнце	Ион	HD 110066	HD 153882	Солнце
-4.84(10)	-5.33(10)	-3.61	Ni I	-5.70(23)	-4.97(35)	-5.84
-4.82:		-4.21	Sr I	-5.85:	-5.48:	-9.21
-4.80(14)	-5.30(30)	-3.35	Y II	-8.14:	-8.34(19)	-9.83
-5.79(44)	-6.48(49)	-5.83	Zr II	-9.03:	-8.49:	-9.45
-4.48(40)	-4.07(32)	-4.45	Ba II	-9.55:	-9.17:	-9.79
-4.08(07)	-4.34(38)	-4.45	La II	-7.23(37)		-10.93
-3.29(22)		-4.53	Ce II	-7.68(39)	-7.54(17)	-10.46
-3.25(65)	-4.05(56)	-4.53	Ce III	-6.05(14)		-10.46
-4.03:		-4.92	Pr II	-8.54(05)	-8.46:	-11.32
-5.34(51)	-6.38(40)	-5.72	Pr III	-8.36(39)	-8.62(35)	-11.32
-5.41(52)	-7.21:	-5.72	Nd II	-7.79(59)	-8.09(47)	-10.62
-8.43(26)	-9.55:	-8.88	Nd III	-7.87(25)	-8.08(27)	-10.62
-6.34(25)	-7.41(35)	-7.11	Sm II	-8.48(23)	-8.96(44)	-11.09
-7.48:		-8.15	Eu II	-7.48(19)	-7.98(09)	-11.52
-3.51(23)	-3.85(27)	-6.42	Eu III	-5.87(11)	-7.10(07)	-11.52
-3.52(25)	-3.71(27)	-6.42	Gd II	-7.27(62)	-8.06:	-10.96
-4.74(42)		-6.62	Tb III	-9.23:		-11.70
-4.70(27)	-5.45(29)	-6.62	Dy III	-8.00(37)	-7.87:	-10.94
-3.30(24)	-3.24(23)	-4.57	Er II	-8.47(25)		-11.11
-2.91(32)	-3.08(31)	-4.57	Er III	-8.31:		-11.11
-5.64(24)	· · · · ·	-7.11	Yb II	-8.64(27)		-11.19
-5.73(25)	-5.69(17)	-7.11	Lu II	-9.51:	-9.71:	-11.94
	$\begin{array}{r} \text{HD 110066} \\ \hline -4.84(10) \\ -4.82: \\ -4.80(14) \\ -5.79(44) \\ -4.48(40) \\ -4.08(07) \\ -3.29(22) \\ -3.25(65) \\ -4.03: \\ -5.34(51) \\ -5.34(51) \\ -5.41(52) \\ -8.43(26) \\ -6.34(25) \\ -7.48: \\ -3.51(23) \\ -3.52(25) \\ -4.74(42) \\ -4.70(27) \\ -3.30(24) \\ -2.91(32) \\ -5.64(24) \\ -5.73(25) \end{array}$	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	HD 110066HD 153882Солнце $-4.84(10)$ $-5.33(10)$ $-3.61$ $-4.82$ : $-4.21$ $-4.80(14)$ $-5.30(30)$ $-3.35$ $-5.79(44)$ $-6.48(49)$ $-5.83$ $-4.48(40)$ $-4.07(32)$ $-4.45$ $-4.08(07)$ $-4.34(38)$ $-4.45$ $-3.29(22)$ $-4.53$ $-3.25(65)$ $-4.05(56)$ $-4.53$ $-4.03$ : $-4.92$ $-5.34(51)$ $-6.38(40)$ $-5.72$ $-5.41(52)$ $-7.21$ : $-5.72$ $-8.43(26)$ $-9.55$ : $-8.88$ $-6.34(25)$ $-7.41(35)$ $-7.11$ $-7.48$ : $-8.15$ $-3.51(23)$ $-3.85(27)$ $-6.42$ $-3.52(25)$ $-3.71(27)$ $-6.42$ $-4.74(42)$ $-6.62$ $-4.70(27)$ $-5.45(29)$ $-6.62$ $-3.30(24)$ $-3.24(23)$ $-4.57$ $-2.91(32)$ $-3.08(31)$ $-4.57$ $-5.64(24)$ $-7.11$	HD 110066HD 153882СолнцеИон $-4.84(10)$ $-5.33(10)$ $-3.61$ Ni I $-4.82$ : $-4.21$ Sr I $-4.80(14)$ $-5.30(30)$ $-3.35$ Y II $-5.79(44)$ $-6.48(49)$ $-5.83$ Zr II $-4.48(40)$ $-4.07(32)$ $-4.45$ Ba II $-4.08(07)$ $-4.34(38)$ $-4.45$ La II $-3.29(22)$ $-4.53$ Ce II $-3.25(65)$ $-4.05(56)$ $-4.53$ Ce III $-5.34(51)$ $-6.38(40)$ $-5.72$ Pr II $-5.41(52)$ $-7.21$ : $-5.72$ Nd II $-8.43(26)$ $-9.55$ : $-8.88$ Nd III $-6.34(25)$ $-7.41(35)$ $-7.11$ Sm II $-7.48$ : $-8.15$ Eu II $-3.51(23)$ $-3.85(27)$ $-6.42$ Eu III $-3.30(24)$ $-3.24(23)$ $-4.57$ Er II $-2.91(32)$ $-3.08(31)$ $-4.57$ Er III $-5.64(24)$ $-5.69(17)$ $-7.11$ Lu II	HD 110066HD 153882СолнцеИонHD 110066 $-4.84(10)$ $-5.33(10)$ $-3.61$ Ni I $-5.70(23)$ $-4.82$ : $-4.21$ Sr I $-5.70(23)$ $-4.82$ : $-4.21$ Sr I $-5.85$ : $-4.80(14)$ $-5.30(30)$ $-3.35$ Y II $-8.14$ : $-5.79(44)$ $-6.48(49)$ $-5.83$ Zr II $-9.03$ : $-4.48(40)$ $-4.07(32)$ $-4.45$ Ba II $-9.55$ : $-4.08(07)$ $-4.34(38)$ $-4.45$ La II $-7.23(37)$ $-3.29(22)$ $-4.53$ Ce II $-7.68(39)$ $-3.25(65)$ $-4.05(56)$ $-4.53$ Ce III $-6.05(14)$ $-4.03$ : $-4.92$ Pr II $-8.54(05)$ $-5.34(51)$ $-6.38(40)$ $-5.72$ Pr III $-8.86(39)$ $-5.41(52)$ $-7.21$ : $-5.72$ Nd II $-7.79(59)$ $-8.43(26)$ $-9.55$ : $-8.88$ Nd III $-7.87(25)$ $-6.34(25)$ $-7.41(35)$ $-7.11$ Sm II $-8.48(23)$ $-7.48$ : $-8.15$ Eu III $-7.48(19)$ $-3.51(23)$ $-3.85(27)$ $-6.42$ Eu III $-5.87(11)$ $-3.30(24)$ $-3.24(23)$ $-4.57$ Er II $-8.47(25)$ $-4.70(27)$ $-5.45(29)$ $-6.62$ Dy III $-8.00(37)$ $-3.30(24)$ $-3.24(23)$ $-4.57$ Er III $-8.47(25)$ $-2.91(32)$ $-3.08(31)$ $-4.57$ Er III $-8.47(25)$ $-2.91(32)$ $-3.08(31)$ $-4.57$ Er III $-8.64(27)$ </td <td><math display="block">\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c </math></td>	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $

Таблица 3. Средние значения содержания химических элементов, рассчитанных по эквивалентным ширинам для HD 110066 и HD 153882

**Примечание.** Содержание, полученное по одной линии, отмечено двоеточием. Стандартные ошибки даны в скобках. Содержание элементов на Солнце представлено в последней колонке.

с программмой WidSyn, был значительный, то для большей точности анализ содержания проводился по второму методу.

Для звезды HD 110066 было оценено содержание 32-го химического элемента в разных стадиях ионизации, причем для 12 из них — по двум стадиям. Для HD 153882 содержание элементов получено для 25 элементов, для 7 из них — по двум стадиям ионизации. Содержание кислорода в обеих звездах определялось по линиям инфракрасного триплета О I 7771-7775 Å с учетом отклонения от локального термодинамического равновесия (не-ЛТР). Коэффициенты отклонения населенностей уровней линий О I от равновесных для моделей обеих звезд были рассчитаны методом, изложенным в работе Ситновой и др. (2013), и любезно предоставленных нам Т. Ситновой. Химический состав обеих звезд приведен в табл. 3. Здесь и далее в скобках приведены ошибки измерений в последних знаках. Поскольку анализ химического состава является частью итерационного процесса определения фундаментальных параметров, то при каждой итерации проводился перерасчет содержаний с новой моделью атмосферы до полной сходимости процесса. На рис. 2 показано окончательное содержание элементов в атмосферах звезд исследования по отношению к содержаниям элементов в атмосфере Солнца. Солнечные данные взяты из работ Гревесс и др. (2015), Скотт и др. (2015а, 2015б). Химический состав представляет собой типичную картину для звезд данного спектрального типа. Содержания растут от легких элементов к тяжелым в сравнении с солнечными значениями, избыток основных элементов железного пика составляет 1-2 порядка, содержания редкоземельных элементов (REE — La, Ce, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Er, Yb) превышают солнечные значения на 3-4 порядка.

Определение содержания химических элементов в атмосфере HD 110066 проводилось по эквивалентным ширинам линий. Скорость вращения звезды  $V \sin i = 3.3$  км/с. В результате наблюдается дефицит легких элементов CNO, близкие к сол-



Рис. 3. Сравнение наблюдаемых (точки) и рассчитанных со стратификацией (синяя сплошная линия) профилей спектральных линий Fe (a) и линий Cr (б) для HD 153882. Профили линий с однородным стартовым содержанием элементов показаны штриховой линией.

нечным содержания Na, Mg; содержания S, Ca, Sc, Ti, V завышены на 0.5 dex. Кальций практически не имеет отклонения от ионизационного равновесия. У элементов Ce и Eu наблюдаются значительные аномалии: содержания по линиям в первой и второй стадии ионизации отличаются на 2–3 dex, Ce III и Eu III показывают большее содержание, чем Ce II и Eu II, что полностью подтверждает результаты, полученные для этой звезды ранее (Рябчикова и Романовская (2017)). В то же время Pr, Nd и Er не показывают нарушений ионизационного равновесия.

Содержание элементов в атмосфере HD 153882 определялось двумя методами. Поскольку звезда имеет высокую скорость вращения  $V \sin i =$ = 20.0 км/с, то многие линии размываются и блендируются, следовательно, метод определения содержания по эквивалентным ширинам показывает не совсем точные значения. Метод подгонки синтетических профилей спектральных линий к наблюдаемым показал более точные результаты, и с помощью него были определены содержания для следующих элементов: Са II, Pr II, Zr II, Sc II, Sr I, Lu II, Sm II, Eu III. Наблюдается дефицит С и О, а также значительный дефицит Na, Ca, Sc, Ті. Содержание кальция определялось по двум линиям в ИК-диапазоне, в других областях линии практически отсутствовали. Содержание Cr, Fe, Co по линиям элементов в первой и второй стадиях ионизации почти не отличается, что может служить свидетельством отсутствия значительных градиентов содержания в области формирования



**Рис. 4.** Стратификация Fe (а) и Cr (б) в атмосфере звезды HD 110066 (9143g4.06). Штриховой линией показано теоретическое распределение Fe и Cr для модели 9000g40 (ЛеБлан и Монин (2005)). Точечная линия показывает содержание данных элементов в атмосфере Солнца.



Рис. 5. Стратификация Fe (а) и Cr (б) в атмосфере звезды HD 153882 (9152g4.01). Штриховой линией показано теоретическое распределение Fe и Cr для модели 9000g40 (ЛеБлан и Монин (2005)). Точечная линия показывает содержание данных элементов в атмосфере Солнца.

спектральных линий, использованных для анализа. Для Mn наблюдается отклонение почти на порядок. Содержание Се удалось определить только по линиям Се II. Для Eu содержание по линиям Eu III немного превышает содержание по Eu II. Нет нарушения ионизационного равновесия для Pr и Nd. B целом содержания РЗЭ в атмосферах обеих звезд аналогичны.

### Расчеты стратификации

Картина химической стратификации зависит от эффективной температуры  $T_{\rm eff}$  и напряженности магнитного поля  $B_s$  звезды (ЛеБлан и др. (2009), Алесьян и Штифт (2010)). Теоретические расчеты диффузии некоторых элементов (Бабель (1992)) показали, что в первом приближении профиль

стратификации может быть представлен ступенчатой функцией, что было затем широко использовано при анализе наблюдений (Вейд и др. (2001), Рябчикова и др. (2002), Рябчикова и др. (2005)). Исследования стратификации химических элементов по спектральным наблюдениям показали, что большинство элементов до Ва концентрируются ближе к фотосфере (глубокие слои атмосферы) со скачкообразным уменьшением содержания в верхних слоях. Более тяжелые редкоземельные элементы (РЗЭ), наоборот, концентрируются в верхних слоях атмосферы звезды (Машонкина и др. (2005), Машонкина и др. (2009)).

При расчете модели атмосферы по программе LLmodels учитывались измеренные значения содержания, которые также используются для исследовании стратификации элементов Fe и Cr. В стратификационном анализе линии других элемен-

HD	Элемент		Параметры стра	Параметры атмосферы			
	Ostement	$\log\left(\frac{N}{N_{tot}}\right)_{up}$	$\log\left(\frac{N}{N_{tot}}\right)_{low}$	$\log  au_{5000}$ (скачка)	$\Delta \log  au_{5000}$ (скачка)	$T_{ m eff},$ K	$\lg g$
110066	Fe	-4.69(08)	-2.53(02)	-0.89(01)	0.03(06)	9140	4.06
	Cr	-4.77(04)	-3.10(03)	-0.95(02)	0.02(08)		
153882	Fe	-4.46(09)	-2.86(02)	-1.05(04)	0.02(37)	9150	4.01
	Cr	-5.55(20)	-3.54(05)	-1.11(07)	0.04(31)		

Таблица 4. Параметры стратификации Fe и Cr в атмосферах звезд HD 110066 и HD 153882, полученные в данной работе

**Примечание.** Приведены параметры ступенчатой функции распределения элементов (содержание в верхних слоях атмосферы, в нижних слоях атмосферы, положение скачка содержания и ширина скачка).

Таблица 5. Фундаментальные параметры звезд исследования, полученные в данной работе

Звезды	$T_{\rm eff},{ m K}$	$\lg g$	$B_s$ , кГс	$V \sin i$ , км/с	$R/R_{\odot}$	$L/L_{\odot}$	Параллакс, mas
HD 110066	$9140 \pm 100$	$4.06\pm0.05$	$4.02\pm0.18$	$3.3\pm0.3$	$2.68\pm0.01$	$1.65\pm0.03$	7.1310*
HD 153882	$9150\pm100$	$4.01\pm0.13$	$3.80\pm0.20$	$20\pm0.3$	$3.35\pm0.03$	$1.85\pm0.03$	5.9838*

\* GAIA Collaboration (2018).

тов могут влиять на результаты из-за блендирования линий. Стратификация элементов рассчитывалась по программе DDaFit (Рябчикова и др. (2005)). В первом приближении профиль стратификации представляется ступенчатой функцией (Бабель (1992)), где подбираются значения содержаний элемента в верхних и нижних слоях атмосферы, положение центра скачка содержаний в атмосфере звезды и ширина скачка. Для этой процедуры отбираются одиночные или максимально неблендированные линии с различными интенсивностями и потенциалами возбуждения  $E_i$  (в диапазоне 0-12 эВ), что предполагает образование линий на разных оптических глубинах. Этот факт дает возможность исследовать различные слои атмосферы звезды. Спектральный синтез проводился по программе Synmast с учетом зеемановского расщепления и возможных вкладов соседних линий.

Для HD 110066 было отобрано 9 линий Fe I, 15 линий Fe II, 6 линий Cr I и 13 линий Cr II. А для HD 153882 — 8 линий Fe I, 12 линий Fe II, 3 линии Cr I и 11 линий Cr II.

На примере линий, использованных для стратификации в звезде HD 153882, видно, что синтетический спектр, рассчитанный с учетом стратификациии, описывает наблюдаемые профили спектральных линий лучше, чем спектр с однородным содержанием (рис. 3). Полученное из наблюдений распределение Сг и Fe представлено на рис. 4 (HD 110066) и на рис. 5 (HD 153882). У железа и хрома наблюдается почти одинаковое поведение стратификации, выражающееся в наличии большей концентрации элементов в нижних слоях атмосферы, резкого падения концентрации в окрестности  $\log \tau_{5000} = -1.04$ , и малое содержание элементов в верхних слоях атмосферы при  $\log \tau_{5000} >$ > -2.6 (подробнее см. табл. 4). Содержание в верхних слоях атмосферы определяется менее уверенно, поскольку в верхних слоях атмосферы формируются только ядра самых сильных линий. Таких линий наблюдается мало, поэтому содержание элемента в верхних слоях определяется достаточно ненадежно, с точностью не более  $\pm 0.5$  dex. В целом стратификация элементов в атмосферах обеих звезд подтверждается теоретическими расчетами с моделью 9000g40, взятыми из работы ЛеБлан и Монин (2005).

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕР

Определение параметров атмосфер — итерационный процесс (см. работу Кочухов и др. (2009)), где каждая итерация содержит в себе несколько этапов: расчет модели атмосферы, определение содержания элементов, расчет стратификации и уточнение параметров атмосферы через сравнение наблюдаемого и теоретического потоков (SED) с учетом содержаний химических элементов и стратификации. Если рассчитанный поток в сравнении с наблюдаемыми потоками показывает расхождение, то тогда заново уточняется модель атмосферы и пересчитываются химический состав и стратификация в атмосфере звезды до тех пор, пока не сойдутся модельные расчеты с наблюдениями. Таким



Рис. 6. Сравнение наблюдаемого распределения энергии (заполненные квадраты и ромбы) с рассчитанным программой LLmodels (красная сплошная линия) для модели атмосферы HD 110066 с параметрами 9143g4.06. Здесь и далее открытыми ромбами показаны теоретические потоки после свертки с соответствующими фильтрами. Закрашенные области SED — выключенные из процедуры подгонки.



Рис. 7. Сравнение наблюдаемого распределения энергии с рассчитанным программой LLmodels для модели атмосферы HD 153882 с параметрами 9152g4.01.

образом, может проводиться несколько итераций. Для HD 110066 было проведено три итерации, а для HD 153882 — две.

Зная расстояние до звезды, путем сравнения теоретических потоков с наблюдаемыми можно оценить радиус звезды. Расстояние до звезды известно через параллакс, для звезд исследования значения параллаксов взяты из каталога GAIA DR2 (GAIA collaboration (2018)). Следует отметить, что значения параллаксов для обеих звезд практически совпадают:  $7.131 \pm 0.056$  mas и  $7.43 \pm \pm 0.39$  mas из GAIA и Hipparcos (ван Лювен (2007)) соответственно для звезды HD 110066,

и 5.984 ± 0.045 таз и 5.92 ± 0.73 из GAIA и Ніррагсоз (ESA (1997)) соответственно для HD 153882. Это обстоятельство делает оценки радиусов достаточно надежными. В процедуре сравнения теоретического распределения энергии с наблюдаемым варьируются только параметры атмосферы  $T_{\rm eff}$ , lg g и радиус звезды, а расстояние известно через параллакс. Поправка за межзвездное покраснение была рассчитана по стандартной формуле Av = 3.1E(B - V), где  $E(B - V) = 0.^m 022$  (HD 110066) и E(B - V) = $= 0.^m 011$  (HD 153882) (Аморес и Лепин (2005)).

На рис. 6, 7 показаны сравнения наблюдаемых



**Рис. 8.** Положение звезд на диаграмме Герцшпрунга-Рассела. HD 110066 и HD 153882 показаны красными открытыми кружками. Размер и цвет символа соответствуют звездам с различными величинами магнитных полей.

потоков в различных спектральных диапазонах. Для серии моделей звезды HD 110066 наилучшее совпадение наблюдаемого и теоретического потоков получено для модели с  $T_{\rm eff} = 9143$  K, lg g = 4.06 (9143g4.06), а для HD 153882 — для модели 9152g4.01. Результирующие фундаментальные параметры звезд представлены в табл. 5. Светимость звезды рассчитывалась по формуле Стефана-Больцмана по полученным значениям эффективной температуры и радиуса.

### Положение на диаграмме Герцшпрунга-Рассела

Зная фундаментальные параметры, можно поместить звезды на диаграмму Герцшпрунга-Рассела. В табл. 6 собраны фундаментальные параметры Ар-звезд, определенные аналогичными методами по детальному спектроскопическому анализу с учетом аномалий химического состава и стратификации элементов в атмосфере. Сравнение фундаментальных параметров, полученных методами спектроскопии, с параметрами, полученными прямыми методами интерферометрии (Романовская и др. (2019)), показали очень хорошее согласие в пределах ошибок, что подтверждает точность спектроскопических определений. На рис. 8 показано положение всех звезд на Г-Р диаграмме, включая звезды данного исследования. Эволюционные треки взяты из работы

Жирарди и др. (2000). Разумеется, количество звезд недостаточно для статистического анализа, однако, результаты подтверждают полученную ранее тенденцию к уменьшению магнитного поля с возрастом звезды для звезд массами больше  $2.5 M_{\odot}$  (см. Ландстрит и др. (2007)).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен детальный анализ атмосфер звезд HD 110066 и HD 153882 методом спектроскопии с использованием спектров высокого разрешения и отношения сигнала к шуму. Получены значения радиальных компонент магнитного поля. Определены средние значения содержания химических элементов по глубине атмосфер звезд. Проведен анализ стратификации Fe и Cr. В целом распределение данных элементов, полученное по наблюдениям, соответствует предсказаниям теории диффузии.

С учетом аномалий химического состава и стратификации элементов в результате итерационного процесса определены параметры атмосфер звезд: эффективная температура, ускорение свободного падения, радиус и светимость (см. табл. 5), и определено их положение на диаграмме Герцшпрунга— Рассела (см. рис. 8). Их положение согласуется с наблюдаемой тенденцией к уменьшению магнитного поля с возрастом звезды.

Звезды, HD	$T_{ m eff},{ m K}$	$\lg g$	$R/R_{\odot}$	$L/L_{\odot}$	$B_s$ , кГс	Ссылка
24712	$7250\pm100$	$4.10\pm0.15$	$1.77\pm0.04$	$0.89\pm0.07$	2.3	Шуляк и др. (2009)
40312	$10400\pm100$	$3.6\pm0.1$	$4.64\pm0.17$	$2.35\pm0.06$	0.4	Кочухов и др. (2019)
101065	$6400\pm200$	$4.20\pm0.20$	$1.98\pm0.03$	$0.77\pm0.06$	2.3	Шуляк и др. (2010)
111133	$9875\pm200$	$3.40\pm0.20$	$2.92\pm0.44$	$1.84\pm0.17$	4.0	Романовская и др. (2019)
112185	$9200\pm200$	$3.6\pm0.1$	$4.08\pm0.14$	$2.03\pm0.08$	0.1	Кочухов и др. (2019)
128898	$7500 \pm 130$	$4.10\pm0.15$	$1.94\pm0.01$	$1.03\pm0.03$	2.0	Кочухов и др. (2009)
137909	$8100\pm150$	$4.00\pm0.15$	$2.47\pm0.07$	$1.37\pm0.08$	5.4	Шуляк и др. (2013)
137949	$7400 \pm 150$	$4.00\pm0.15$	$2.13\pm0.13$	$1.09\pm0.15$	5.0	Шуляк и др. (2013)
176232	$7550\pm050$	$3.80\pm0.10$	$2.46\pm0.06$	$1.29\pm0.04$	1.5	Несвачил и др. (2013)
188041	$8770 \pm 150$	$4.20\pm0.10$	$2.39\pm0.07$	$1.48\pm0.03$	3.6	Романовская и др. (2019)
201601	$7550 \pm 150$	$4.00\pm0.10$	$2.07\pm0.05$	$1.10\pm0.07$	4.0	Шуляк и др. (2013)
204411	$8300\pm150$	$3.60\pm0.10$	$4.42\pm0.15$	$1.92\pm0.06$	0.8	Романовская и др. (2019)

Таблица 6. Фундаментальные параметры Ар-звезд, полученные методами спектроскопии

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90147, работа частично поддержана программой КП19-270 "Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований". В данной работе использовались базы данных VizieR и VALD. Авторы благодарят Т. Ситнову за предоставленные не-ЛТР расчеты линий нейтрального кислорода.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Адельман и др. (S.J. Adelman, D.M. Pyper, S.N. Shore, R.E. White, and W.H. Warren), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **81**, 221 (1989).
- 2. Адельман и др. (S.J. Adelman, D.M. Pyper, Z. Lopez-Garcia, and H. Caliskan), Astron. Astrophys. **296**, 467 (1995).
- Адельман и Рейли (S.J. Adelman and K.E. Rayle), Astron. Astrophys. 355, 308 (2000).
- 4. Алесьян и Штифт (G. Alecian and M.J. Stift), Astron. Astrophys. **516**, A53 (2010).
- 5. Аморес и Лепин (E.B. Amôres and J.R.D. Lépine), Astron. Astrophys. **130**, 659 (2005).
- 6. Бабель (J. Babel), Astron. Astrophys. **258**, 449 (1992).
- 7. ван Лювен (F. van Leeuwen), Astron. Astrophys. **474**, 653 (2007).
- 8. Вейд и др. (G.A. Wade, T.A. Ryabchikova, S. Bagnulo, and N. Piskunov), Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. **248**, 373 (2001).
- 9. GAIA Collaboration (Gaia Collaboration, et al.), Astron. Astrophys. **616**, A1 (2018).
- 10. Гревесс и др. (N. Grevesse, P. Scott, M. Asplund, and A.J. Sauval), Astron. Astrophys. **573**, A27 (2015).

- 11. ESA (The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission), ESA Special Publication **1200** (1997).
- 12. Жирарди и др. (L. Girardi, A. Bressan, G. Bertelli, and C. Chiosi), Astron. Astrophys. **141**, 371 (2000).
- 13. Кочухов, Баньюло (O. Kochukhov and S. Bagnulo), Astron. Astrophys. **450**, 763 (2006).
- 14. Кочухов и др. (О. Kochukhov, V. Tsymbal, T. Ryabchikova, V. Makaganyk, and S. Bagnulo), Astron. Astrophys. **460**, 831 (2006).
- 15. Кочухов (О.Р. Kochukhov), *Physics of Magnetic Stars* (Ed. I.I. Romanyuk, D.O. Kudryavtsev, O.M. Neizvestnaya, V.M. Shapoval, 109–118, 2007).
- 16. Кочухов и др. (О. Kochukhov, D. Shulyak, and T. Ryabchikova), Astron. Astrophys. **499**, 851 (2009).
- 17. Кочухов (O. Kochukhov), BinMag: Widget for comparing stellar observed with theoretical spectra, Astrophysics Source Code Library (ascl:1805.015) (2018).
- 18. Кочухов и др. (О. Kochukhov, M. Shultz, and C. Neiner), Astron. Astrophys. **621**, A47 (2019).
- 19. Коэн и др. (M. Cohen, W.A. Wheaton, and S.T. Megeath), Astron. J. **126**, 1090 (2003).
- 20. Кутри и др. (R.M. Cutri, et al.), 2MASS All Sky Catalog of point sources. The IRSA 2MASS All-Sky Point Source Catalog. (2003).
- 21. Куруц (R. Kurucz), Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. 44, 87 (1993).
- 22. Ландстрит и др. (J.D. Landstreet, S. Bagnulo, V. Andretta, L. Fossati, E. Mason, J. Silaj, and G.A. Wade), Astron. Astrophys. **470**, 685 (2007).
- 23. ЛеБлан, Монин (F. Leblanc and D. Monin), JRACS **99**, 139 (2005).
- 24. ЛеБлан и др. (F. LeBlanc, D. Monin, A. Hui-Bon-Hoa, and P. H. Hauschildt), Astron. Astrophys. **495**, 937 (2009).

- 25. Матис (G. Mathys), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **89**, 121 (1991).
- 26. Матис (G. Mathys), Astron. Astrophys. **602**, A14 (2017).
- 27. Машонкина, Рябичикова, Рябцев (L. Mashonkina, T. Ryabchikova, and A. Ryabtsev), Astron. Astrophys. **441**, 309 (2005).
- 28. Машонкина и др. (L. Mashonkina, T. Ryabchikova, A. Ryabtsev, and R. Kildiyarova), Astron. Astrophys. **495**, 297 (2009).
- 29. Мишо (G. Michaud), Astrophys. J. 160, 641 (1970).
- 30. Несвачил и др. (N. Nesvacil, D. Shulyak, T.A. Ryabchikova, O. Kochukhov, A. Akberov, and W. Weiss), Astron. Astrophys. **552**, A28 (2013).
- 31. Нетопил и др. (M. Netopil, E. Paunzen, H.M. Maitzen, P. North, and S. Hubrig), Astron. Astrophys. **491**, 545 (2008).
- Романовская и др. (A. Romanovskaya, T. Ryabchikova, D. Shulyak, K. Perraut, G. Valyavin, T. Burlakova, and G. Galazutdinov), MNRAS 488, 2343 (2019).
- 33. Рябчикова (Т. Ryabchikova), IAUS 145, 149 (1991).
- Рябчикова и др. (Т. Ryabchikova, N. Piskunov, O. Kochukhov, V. Tsymbal, P. Mittermayer, and W.W. Weiss), Astron. Astrophys. 384, 545 (2002).
- 35. Рябчикова и др. (T. Ryabchikova, N. Nesvacil, W.W. Weiss, O. Kochukhov, and C. Stütz), Astron. Astrophys. **423**, 705 (2004).
- 36. Рябчикова и др. (Т. Ryabchikova, F. Leone, and O. Kochukhov), Astron. Astrophys. **438**, 973 (2005).
- Рябчикова и др. (Т. Ryabchikova, N. Piskunov, R.L. Kurucz, H.C. Stempels, U. Heiter, Y. Pakhomov, and P.S. Barklem), Physica Scripta 90, 54005 (2015).

- Рябчикова Т.А., Романовская А.М., Письма в Астрон. журн. 43, 286 (2017) [Т.А. Ryabchikova and А.М. Romanovskaya, Astron. Lett. 43, 252 (2017)].
- Ситнова Т.М., Машонкина Л.И., Рябчикова Т.А., Письма в Астрон. журн. **39**, 146 (2013) [Т.М. Sitnova, et al., Astron. Lett. **39**, 126 (2013)].
- 40. Скотт и др. (P. Scott, N. Grevesse, M. Asplund, A.J. Sauval, K. Lind, Y. Takeda, R. Collet, R. Trampedach, et al.), Astron. Astrophys. **573**, A25 (2015a).
- 41. Скотт и др. (P. Scott, M. Asplund, N. Grevesse, M. Bergemann, and A.J. Sauval), Astron. Astrophys. 573, A26 (20156).
- 42. Томпсон и др. (G.I. Thompson, K. Nandy, C. Jamar, A. Monfils, L. Houziaux, D.J. Carnochan, and R. Wilson), Catalogue of stellar ultraviolet fluxes. A compilation of absolute stellar fluxes measured by the Sky Survey Telescope (S2/68) aboard the ESRO satellite TD-1 (1978).
- 43. Шуляк и др. (D. Shulyak, V. Tsymbal, T. Ryabchikova, C. Stütz, and W.W. Weiss), Astron. Astrophys. **428**, 993 (2004).
- 44. Шуляк и др. (D. Shulyak, T. Ryabchikova, L. Mashonkina, and O. Kochukhov), Astron. Astrophys. **499**, 879 (2009).
- 45. Шуляк и др. (D. Shulyak, T. Ryabchikova, R. Kildiyarova, and O. Kochukhov), Astron. Astrophys. **520**, A88 (2010).
- 46. Шуляк и др. (D. Shulyak, T. Ryabchikova, and O. Kochukhov), Astron. Astrophys. **551**, A14 (2013).
- 47. Хубриг и др. (S. Hubrig, P. North, and M. Schöller), Astronomische Nachrichten **328**, 245 (2007).

# ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛАНЕТНОЙ СИСТЕМЫ НА КОСМОГОНИЧЕСКИХ ВРЕМЕНАХ

© 2020 г. Д. В. Микрюков<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия Поступила в редакцию 13.02.2020 г. После доработки 19.04.2020 г.; принята к публикации 28.04.2020 г.

Рассматривается динамическая эволюция планетных систем, структура которых близка к круговой и компланарной. Исследование выполняется с помощью метода осреднения Хори–Депри в рамках теории первого порядка по планетным массам. Для получения уравнений движения используются удобный набор канонических элементов и редко употребляемая разновидность астроцентрических координат. Благодаря использованию выбранной системы канонических элементов, разложения правых частей осредненных уравнений содержат относительно небольшое количество слагаемых. По сравнению с другими распространенными системами координат, применяемые нами астроцентрические координаты позволяют получить более удобное представление возмущающей функции и не требуют ее разложения в ряд по степеням малого параметра. На временах порядка  $10^5 - 10^7$  лет с помощью численного интегрирования осредненных уравнений изучена долговременная эволюция планетных систем HD 12661, v Andromedae, а также некоторых модельных систем. В рассмотренных системах выявлены возможные вековые резонансы.

*Ключевые слова*: планетная задача, метод осреднения, метод Хори-Депри, гелиоцентрические координаты, астроцентрические координаты, вековые резонансы, гамильтониан, возмущающая функция, ряды Пуассона, канонические элементы Пуанкаре, коэффициенты Лапласа.

### DOI: 10.31857/S0320010820050058

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Первые внесолнечные планеты были открыты в конце прошлого века. В настоящее время количество известных экзопланет измеряется тысячами. По своим физическим и динамическим характеристикам экзопланетные системы существенно отличаются друг от друга, поэтому в этих системах могут наблюдаться разные эволюционные картины.

Под устойчивым движением планетной системы обычно (см., например, Кузнецов, Холшевников, 2009; Холшевников, Кузнецов, 2011) понимают такое поведение оскулирующих эллипсов, при котором исключены тесные сближения и выбросы планет из системы. Вместе с тем предполагается, что планетная конфигурация все время остается близкой к компланарной, а также, что в любой паре соседних эллипсов афелийное расстояние внутренней орбиты всегда меньше перигелийного расстояния внешней орбиты. Поскольку движение планетной системы на протяжении всей ее эволюции происходит в ограниченной области пространства (предполагаем, что барицентр системы неподвижен), сформулированный тип устойчивости представляет собой специальный случай устойчивости по Лагранжу<sup>1</sup>. Время существования устойчивой планетной системы сравнимо со временем существования центральной звезды.

Устойчивость планетных орбит обычно изучают аналитическими средствами, в основу которых положены идеи метода осреднения. Для получения уравнений движения сначала выбирают систему координат. Наибольшее распространение получили координаты Якоби (Холшевников и др., 2001, 2002; Ли, Пил, 2003; Балуев, 2011; Перминов, Кузнецов, 2015) и введенные в употребление Пуанкаре (1965) канонические астроцентрические координаты (Красинский, 1973; Ласкар, Робютель,

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Напомним, что частное решение системы обыкновенных дифференциальных уравнений называется устойчивым по Лагранжу, если оно остается определенным и равномерно ограниченным при всех t ≥ t<sub>0</sub>, где t<sub>0</sub> — начальный момент времени. Примером системы, устойчивой по Лагранжу, могут служить лагранжевы треугольные решения в общей задаче трех тел. Точное определение устойчивости по Лагранжу можно найти в руководстве Гребеникова (1976) и Демидовича (1967).

<sup>\*</sup>Электронный адрес: d.mikryukov@spbu.ru

1995; Родригес, Гальярдо, 2005; Либер, Дилсейт, 2012; Либер, Сансотера, 2013; Робютель, Нидерман, Пусс, 2016; Сансотера, Либер, 2019).

Менее распространена система астроцентрических координат Уинтнера (1967, §340-§341). Использование координат Уинтнера в планетной задаче с некоторых точек зрения представляется более естественным. Например, в отличие от координат Якоби, астроцентрические координаты Уинтнера не требуют разложения возмущающего потенциала системы в ряд по степеням малого параметра. Далее, в канонических астроцентрических координатах Пуанкаре кинетическая энергия системы выражается через барицентрические скорости. Представление же кинетической энергии в системе координат Уинтнера записывается с помощью астроцентрических скоростей (ср. формулу (7) в работе Ласкара и Робютеля, 1995, с формулой (6<sub>2</sub>) в §341 руководства Уинтнера, 1967). Благодаря этому, оскулирующие эллипсы в координатах Уинтнера определяются более удобным образом.

Целью настоящего исследования является изучение устойчивости нерезонансных и слаборезонансных планетных систем на космогонических временах. Наше исследование выполняется в астроцентрических координатах Уинтнера, так что попутно мы показываем, что эти координаты являются достойной альтернативой ныне широко используемым координатам Якоби и каноническим координатам Пуанкаре. Основным инструментом является метод осреднения. Мы записываем уравнения движения в удобной системе оскулирующих элементов, после чего составляем уравнения движения в средних элементах. Осредненная система интегрируется численно. Аналитический аппарат, необходимый для получения используемых нами здесь осредненных уравнений, разработан и детально описан автором в работах (Микрюков, 2016, 2018).

Мы будем рассматривать теорию первого и второго порядка по планетным массам. Поскольку теория второго порядка — довольно специальная тема, требующая рассмотрения сложной проблемы малых знаменателей<sup>2</sup>, мы решили разделить наше исследование на две части. В настоящей работе мы рассмотрим теорию первого порядка — так называемую вековую эволюцию планетной системы (см. также работы Кордани, 2004; Чазов, 2013). Мы ограничимся изучением поведения только медленных переменных осредненной системы. Мы покажем, что используемые нами уравнения пригодны для описания эволюции планетных систем весьма широкого класса. Следующую работу мы посвятим теории второго порядка. Терминологическое замечание. В исследованиях, посвященных динамике планетных систем, можно встретить разные трактовки термина "вековая эволюция планетной системы"; употребляются также термины-синонимы "вековая модель", "вековое поведение" и т.п. В настоящей работе мы под всеми этими терминами будем подразумевать динамическую эволюцию, которая определяется исключительно теорией первого порядка по планетным массам. При построении этой теории все резонансные слагаемые из правых частей осредненной системы отбрасываются (см. разделы 4 и 5).

В разделах 2, 3 и 4 мы приводим основной аналитический аппарат, используемый в работе (в работах Микрюкова, 2016, 2018, содержится его более подробное описание). В разделе 5 мы рассматриваем вековую эволюцию некоторых модельных и реальных внесолнечных планетных систем. В разделе 6 обсуждаются результаты.

### 2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

Для кеплеровых элементов будем использовать стандартный набор букв:  $a, e, i, M, g, \Omega$  обозначают соответственно большую полуось, эксцентриситет, наклонение, среднюю аномалию, аргумент перицентра и долготу восходящего узла. Точка сверху и черта сверху будут всюду означать соответственно дифференцирование по времени и комплексное сопряжение. Мнимую единицу обозначим через і и положим Ехр  $\varphi = \exp i\varphi$  для любого комплексно-го  $\varphi$ . Нам понадобятся два символа суммирования

$$\sum_{1} = \sum_{k=1}^{N}, \quad \sum_{2} = \sum_{1 \le j < k \le N}.$$
 (1)

Второй символ (двойной) суммы будем применять только для суммирования величин с индексами j и k. В первом символе индекс может обозначаться различными буквами. В формулах (1) натуральное число  $N \ge 2$ .

Все вычисления в работе (см. раздел 5) выполняются в следующей системе единиц: за единицу массы мы принимаем массу Солнца, за единицу длины — астрономическую единицу, а за единицу времени — сидерический земной год. Численное значение постоянной тяготения  $\mathcal{G}$  в этих единицах равно  $4\pi^2$ .

Остальные обозначения нам будет удобно вводить по ходу изложения.

### 3. ГАМИЛЬТОНИАН СИСТЕМЫ В АСТРОЦЕНТРИЧЕСКИХ КООРДИНАТАХ

В евклидовом пространстве  $\mathbb{R}^3$  рассмотрим материальные точки  $Q_0, Q_1, Q_2, \ldots, Q_N$  с массами соответственно  $m_0, \mu m_1 m_0, \mu m_2 m_0, \ldots, \mu m_N m_0$ .

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Строго говоря, малые знаменатели появляются уже в первом порядке, см. первый абзац раздела 5.

Здесь  $N \ge 2$ , безразмерный малый параметр  $\mu$  равен отношению массы самой массивной из "планет"  $Q_1, \ldots, Q_N$  к массе "Солнца"  $Q_0$ , а соответствующие планетам безразмерные множители  $m_k \le 1$ .

### 3.1. Астроцентрическая система координат

Введем декартову инерциальную систему координат с началом в точке O и зададим в этой системе положение точек  $Q_0, Q_1, \ldots, Q_N$  соответственно радиусами-векторами  $\rho_0, \rho_1, \ldots, \rho_N$ . Астроцентрическая система координат **г** определяется (Уинтнер, 1967; Микрюков, 2016) равенствами

$$\mathbf{r}_0 = \frac{1}{\widetilde{m}}\boldsymbol{\rho}_0 + \frac{\mu}{\widetilde{m}}\sum_1 m_j \boldsymbol{\rho}_j, \qquad (2)$$

$$\mathbf{r}_k = \boldsymbol{\rho}_k - \boldsymbol{\rho}_0, \quad k = 1, 2, \dots, N,$$

где  $\tilde{m} = 1 + \mu m_1 + \ldots + \mu m_N$ . Определитель преобразования (2) между абсолютными  $\rho$  и астроцентрическими **r** координатами равен единице. Бесстолкновительное конфигурационное пространство  $\mathbb{A}_1$  системы координат **r** получается из  $\mathbb{R}^{3N+3}$  удалением N(N-1)/2 плоскостей

$$\mathbf{r}_j = \mathbf{r}_k, \quad 1 \leqslant j < k \leqslant N, \tag{3}$$

и N плоскостей

где

$$\mathbf{r}_j = 0, \quad 1 \leqslant j \leqslant N. \tag{4}$$

Каждая из N(N+1)/2 плоскостей (3), (4) имеет размерность 3N. Фазовое пространство  $\mathbb{A}_2 = \mathbb{A}_1 \times \mathbb{R}^{3N+3}$ . Легко видеть, что каждое из множеств  $\mathbb{A}_1$  и  $\mathbb{A}_2$  открыто и связно и поэтому является областью.

Движение точек  $Q_0, Q_1, \ldots, Q_N$  полностью определяется функцией Гамильтона  $\mathcal{H}$ , представляющей в координатах **r** полную механическую энергию системы. При составлении канонических уравнений движения удобно вместо  $\mathcal{H}$  использовать величину

$$h = \frac{\mathcal{H}}{\mu m_0},$$

имеющую размерность квадрата скорости (см. также работу Робютель и др., 2016). После исключения центра инерции функция *h* представляется (Микрюков, 2016) стандартной суммой невозмущенной и малой возмущающей частей:

$$h = h_0 + \mu h_1, \tag{5}$$

9.

$$h_0 = \sum_1 \beta_k \left( \frac{\dot{\mathbf{r}}_k^2}{2} - \frac{\varkappa_k^2}{|\mathbf{r}_k|} \right),$$
  
$$h_1 = -\sum_2 m_j m_k \left( \frac{\mathcal{G}m_0}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k|} + \frac{\dot{\mathbf{r}}_j \dot{\mathbf{r}}_k}{\widetilde{m}} \right),$$

1.0

$$\beta_k = m_k \left( 1 - \frac{\mu m_k}{\widetilde{m}} \right), \quad \varkappa_k^2 = \frac{\mathcal{G}m_0 m_k}{\beta_k} \quad (\varkappa_k > 0).$$

Функция h зависит только от 6N компонент астроцентрических векторов  $\mathbf{r}_k$ ,  $\dot{\mathbf{r}}_k$   $(1 \le k \le N)$ , так что дальнейшее исследование системы происходит в 6N-мерном фазовом пространстве. Далее под гамильтонианом мы будем всюду подразумевать величину h.

### 3.2. Система оскулирующих элементов

Для большинства планетных систем характерна ситуация, когда оскулирующие орбиты на протяжении длительного интервала времени сохраняют малые значения наклонов и эксцентриситетов. В таких случаях исследование динамической эволюции удобно (Ласкар, Робютель, 1995) вести в канонических комплексных элементах Пуанкаре

$$P = X\sqrt{\Lambda/2}, \quad p = -i\bar{P}, \quad (6)$$

$$Q = Y\sqrt{2\Lambda}, \quad q = -i\bar{Q},$$

$$\Lambda = \beta \varkappa \sqrt{a}, \quad \lambda = M + \tilde{g},$$

где

$$X = \sqrt{2(1-\eta)} \operatorname{Exp} \widetilde{g}, \tag{7}$$
$$Y = \sqrt{\eta(1-\cos i)/2} \operatorname{Exp} \Omega,$$
$$\eta = \sqrt{1-e^2}, \quad \widetilde{g} = g + \Omega.$$

Мы предполагаем, что в формулах (6) и (7) все переменные снабжены одним и тем же индексом j, равным номеру планеты ( $1 \le j \le N$ ). Далее во всех случаях, когда не могут возникнуть недоразумения, мы будем опускать планетную индексацию.

В отличие от кеплеровой части

$$h_0 = -\sum_1 \frac{\beta_s^3 \varkappa_s^4}{2\Lambda_s^2}$$

гамильтониана (5), возмущающая функция  $h_1$  зависит сложным образом от всех 6N переменных (6). В результате уравнения движения принимают форму

$$\dot{P} = -\mu \frac{\partial h_1}{\partial p}, \quad \dot{p} = \mu \frac{\partial h_1}{\partial P}, \tag{8}$$
$$\dot{Q} = -\mu \frac{\partial h_1}{\partial q}, \quad \dot{q} = \mu \frac{\partial h_1}{\partial Q},$$
$$\dot{\Lambda} = -\mu \frac{\partial h_1}{\partial \lambda}, \quad \dot{\lambda} = \omega + \mu \frac{\partial h_1}{\partial \Lambda},$$

где  $\omega = \partial h_0 / \partial \Lambda = \varkappa^4 \beta^3 \Lambda^{-3} = \varkappa a^{-3/2}$ . Порядок автономной системы (8) равен 6*N*.

Ниже мы будем иногда пользоваться векторными обозначениями

$$\mathbf{P}, \mathbf{Q}, \boldsymbol{\Lambda}, \mathbf{p}, \mathbf{q}, \boldsymbol{\lambda}. \tag{9}$$

Положим также  $\Gamma = (\mathbf{P}, \mathbf{Q}, \mathbf{\Lambda}, \mathbf{p}, \mathbf{q})$ . Каждый из векторов (9) следует представлять себе как матрицу  $1 \times N$ , а вектор медленных переменных  $\Gamma$  — как матрицу  $1 \times 5N$ .

### 3.3. Разложение возмущающей функции

Занумеруем планеты так, чтобы было  $a_1 < a_2 < < \ldots < a_N$ . Для любых натуральных j и k таких, что  $1 \leq j < k \leq N$ , введем обозначения  $\alpha_{jk} = = a_j/a_k, R_{jk} = a_k |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k|^{-1}$ ,

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_{jk} &= -\frac{\mathcal{G}m_0m_jm_k}{a_k}R_{jk}, \quad \mathcal{V}_{jk} = -\frac{m_jm_k}{\widetilde{m}}\dot{\mathbf{r}}_j\dot{\mathbf{r}}_k, \\ \sigma_{jk} &= -\mathcal{G}m_0m_jm_k\varkappa_k^2\beta_k^2, \\ \tau_{jk} &= -\frac{m_jm_k\varkappa_j^2\varkappa_k^2\beta_j\beta_k}{\widetilde{m}}, \\ (XY)_{jk}^{\ell v} &= X_j^{\ell_1}X_k^{\ell_2}Y_j^{\ell_3}Y_k^{\ell_4}\bar{X}_j^{v_1}\bar{X}_k^{v_2}\bar{Y}_j^{v_3}\bar{Y}_k^{v_4}, \\ &\quad (n\lambda)_{jk} = n_1\lambda_j + n_2\lambda_k. \end{aligned}$$

В определениях величин  $(XY)_{jk}^{\ell v}$  и  $(n\lambda)_{jk}$  буквами  $\ell$ , v, n обозначены целочисленные векторы. При этом компоненты  $n_1$  и  $n_2$  вектора n могут принимать произвольные значения, а компоненты  $\ell_s$  и  $v_s$  соответственно векторов  $\ell$  и v — произвольные нье неотрицательные значения. Теперь справедливо представление

$$h_1 = \sum_2 \mathcal{R}_{jk} + \sum_2 \mathcal{V}_{jk},\tag{10}$$

в котором первая и вторая сумма называются соответственно главной и дополнительной частью возмущающей функции. Величины  $\mathcal{R}_{jk}$  и  $\mathcal{V}_{jk}$  разлагаются в ряды Пуассона

$$\mathcal{R}_{jk} = \frac{\sigma_{jk}}{\Lambda_k^2} \sum_{\mathbb{K}} C_{\ell vn}^{jk} (XY)_{jk}^{\ell v} \operatorname{Exp} (n\lambda)_{jk}, \quad (11)$$
$$\mathcal{V}_{jk} = \frac{\tau_{jk}}{\Lambda_j \Lambda_k} \sum_{\mathbb{K}_1} I_{\ell vn} (XY)_{jk}^{\ell v} \operatorname{Exp} (n\lambda)_{jk}$$

с множествами суммирования  $\mathbb{K} = \{\ell, v \in \mathbb{Z}^4, n \in \mathbb{Z}^2 :$ 

$$\begin{split} \ell_1, \ell_2, \ell_3, \ell_4, v_1, v_2, v_3, v_4 \geqslant 0, \\ \ell_1 + \ell_2 + \ell_3 + \ell_4 - v_1 - v_2 - v_3 - v_4 + n_1 + n_2 = 0, \\ \ell_3 + \ell_4 + v_3 + v_4 = \text{четное} \rbrace \end{split}$$

и  $\mathbb{K}_1 = \mathbb{K} \setminus \{\ell, v \in \mathbb{Z}^4, n \in \mathbb{Z}^2 : |n_1| + |n_2| = 0\}.$  Коэффициенты

$$C_{\ell vn}^{jk} = C_{\ell_1 \ell_2 \ell_3 \ell_4 v_1 v_2 v_3 v_4 n_1 n_2}^{jk} (\alpha_{jk}),$$
  
$$I_{\ell vn} = I_{\ell_1 \ell_2 \ell_3 \ell_4 v_1 v_2 v_3 v_4 n_1 n_2}$$

рядов (11) вещественны и безразмерны, однако в отличие от  $C_{\ell vn}^{jk}$ , коэффициенты  $I_{\ell vn}$  сохраняют фиксированное значение для любой планетной пары, поскольку являются постоянными рациональными числами. Коэффициенты рядов (11) загружены нами в базу данных Mendeley Data и доступны для свободного скачивания по ссылке http://dx.doi.org/10.17632/3cb75grjz4.1.

### 4. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ В СРЕДНИХ ЭЛЕМЕНТАХ

Система уравнений (8) принадлежит к классу многочастотных систем с медленными и быстрыми переменными (Гребеников, 1986). Поведение решений таких систем на длительных интервалах времени обычно исследуют с помощью метода осреднения. Благодаря тому, что правые части осредненной системы зависят лишь от медленных переменных, ее решение изучать гораздо проще, чем решение точной системы. Общая теория метода осреднения излагается в стандартных руководствах (Моисеев, 1969; Волосов, Моргунов, 1971; Митропольский, 1971; Боголюбов, Митропольский, 1974; Холшевников, 1985; Гребеников, 1986).

Важным на практике является случай, когда исходные уравнения имеют вид автономной канонической системы, гамильтониан h которой, помимо медленных и быстрых переменных, зависит аналитически от малого параметра  $\mu$ :

$$h = h_0 + \mu h_1 + \mu^2 h_2 + \dots \tag{12}$$

Обычным требованием осреднения гамильтоновых систем является сохранение канонической формы осредненных уравнений. Для случаев слабовозмущенных консервативных систем, описываемых гамильтонианом типа (12), новый (осредненный) гамильтониан *H* строится в виде

$$H = H_0 + \mu H_1 + \mu^2 H_2 + \dots \tag{13}$$

В нерезонансном случае коэффициенты  $H_0, H_1, H_2, \ldots$  ряда (13) должны зависеть только от медленных переменных.

Уравнения большинства планетных теорий задаются гамильтонианом вида (12). В частности, для нашего гамильтониана (5) справедливо

$$h(\mathbf{\Gamma}, \boldsymbol{\lambda}) = h_0(\mathbf{\Lambda}) + \mu h_1(\mathbf{\Gamma}, \boldsymbol{\lambda}).$$

Мы будем рассматривать системы первого и второго приближения, которые определяются соответственно гамильтонианами

$$H(\mathbf{\Gamma}) = H_0(\mathbf{\Gamma}) + \mu H_1(\mathbf{\Gamma}) \tag{14}$$

И

$$H(\mathbf{\Gamma}) = H_0(\mathbf{\Gamma}) + \mu H_1(\mathbf{\Gamma}) + \mu^2 H_2(\mathbf{\Gamma}).$$
(15)

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 5 2020

Если планеты движутся вне областей острого резонанса, то решения систем первого и второго приближения дают общее представление о поведении решения исходной системы (8) на временах порядка  $t \sim \mu^{-1}$  и  $t \sim \mu^{-2}$  соответственно.

Метод Хори-Депри (Найфэ, 1976; Маркеев, 1978; Джакалья, 1979; Холшевников, 1985; Морбиделли, 2014; Шевченко, 2017) указывает эффективный путь вычисления коэффициентов осредненного гамильтониана (13). Основная задача состоит в построении производящей функции

$$T = \mu T_1 + \mu^2 T_2 + \dots, \tag{16}$$

которая полностью определяет осредненный гамильтониан (13) и формулы перехода между старыми и новыми переменными. Для получения функций (14), (15) достаточно вычислить только первый коэффициент  $T_1 = T_1(\Gamma, \lambda)$  асимптотического ряда (16). Введем обозначения, с помощью которых можно будет выписать явный вид коэффициентов  $H_0, H_1, H_2$  отрезков разложений (14), (15).

Пусть некоторая функция  $f = f(\Gamma, \lambda)$  в некоторой области изменения своих аргументов разлагается по компонентам вектора  $\lambda$  в *N*-кратный ряд Фурье

$$f(\mathbf{\Gamma}, \boldsymbol{\lambda}) = \sum_{|k| \ge 0} f_k(\mathbf{\Gamma}) \operatorname{Exp}(k \boldsymbol{\lambda}).$$

Здесь  $|k| = \sum_{1} |k_s|, \ (k\lambda) = \sum_{1} k_s \lambda_s.$  Положим для такой функции

$$\langle f \rangle = (2\pi)^{-N} \int_{0}^{2\pi} \dots \int_{0}^{2\pi} f(\mathbf{\Gamma}, \boldsymbol{\lambda}) d\lambda_1 \dots d\lambda_N = f_0(\mathbf{\Gamma}),$$
$$\widetilde{f} = \sum_{|k| \ge 1} \frac{f_k(\mathbf{\Gamma})}{\mathfrak{i}(k\omega)} \operatorname{Exp}(k\lambda),$$

где  $(k\omega) = \sum_{1} k_s \omega_s$ . Величина  $\tilde{f}$  определяется в предположении отсутствия резонансов в системе.

Коэффициенты  $H_0$ ,  $H_1$ ,  $H_2$  гамильтонианов (14) и (15) находятся (Холшевников, 1985; Микрюков, 2018) по формулам

$$H_0 = h_0, \quad H_1 = \langle h_1 \rangle,$$
 (17)  
 $H_2 = \langle \{T_1, h_1 + H_1\} \rangle/2.$ 

В равенствах (17) все функции зависят от средних элементов, причем  $T_1 = \tilde{h}_1$ , а фигурные скобки означают скобку Пуассона по основной системе элементов (6). Далее все встречающиеся функции будут зависеть от средних элементов и, начиная с формул (17), мы будем опускать указание на эту зависимость. Запишем уравнения движения в средних элементах

$$\dot{P} = -\partial H/\partial p, \quad \dot{p} = \partial H/\partial P, \quad (18)$$
$$\dot{Q} = -\partial H/\partial q, \quad \dot{q} = \partial H/\partial Q,$$
$$\dot{\Lambda} = 0, \quad \dot{\lambda} = \partial H/\partial \Lambda.$$

В настоящей работе мы изучаем поведение только медленных переменных, поэтому из 6N уравнений (18) для нас представляют интерес только 4N уравнений относительно P, Q, p, q. Далее, для определения P, Q, p, q достаточно решать лишь 2N уравнений

$$\dot{P} = -\partial H/\partial p,$$
 (19)  
 $\dot{Q} = -\partial H/\partial q,$ 

поскольку координаты  $p = -i\bar{P}$  и  $q = -i\bar{Q}$  являются простейшими функциями импульсов P и Q соответственно.

На практике уравнениям (19) удобно придать несколько иной вид. Согласно основным разложениям (11), исходный гамильтониан (5) зависит от медленных переменных P, Q, p, q только через посредство

$$X = P\sqrt{2/\Lambda}, \quad Y = Q/\sqrt{2\Lambda}, \quad (20)$$
  
$$\bar{X} = ip\sqrt{2/\Lambda}, \quad \bar{Y} = iq/\sqrt{2\Lambda}.$$

Таким образом, можно написать

$$h(P,Q,\Lambda,p,q,\lambda) = h(X,\bar{X},Y,\bar{Y},\Lambda,\lambda).$$
(21)

В результате для осредненного гамильтониана в (19) справедливо

$$H(P,Q,\Lambda,p,q) = H(\Lambda,X,\bar{X},Y,\bar{Y}).$$
(22)

Мы предполагаем, что в равенствах (21), (22) все аргументы являются *N*-мерными векторами.

Замечание 1. Равенства (21), (22) следует понимать в физическом, а не математическом смысле: функциональные зависимости в правой и левой части (21) отличаются. Ситуация с (22) та же самая.

Замечание 2. При разложении возмущающей функции (10) методом Ласкара и Робютеля (1995) соотношения (20) рассматриваются как определения удобных безразмерных нормировок фазовых переменных P, Q, p, q. Поэтому при нахождении производных  $\partial H/\partial \bar{X}$ ,  $\partial H/\partial \bar{Y}$  гамильтониана, определяемого правой частью (22), аргументы  $X_s$ ,  $\bar{X}_s, Y_s, \bar{Y}_s$  ( $1 \le s \le N$ ) следует считать независимыми друг от друга переменными (несмотря на то, что, например,  $X_s$  и  $\bar{X}_s$  являются элементарными функциями друг друга).

Из последних двух равенств в (20) с учетом замечания 2 получаем

$$\frac{\partial H}{\partial p} = i\sqrt{\frac{2}{\Lambda}}\frac{\partial H}{\partial \bar{X}}, \quad \frac{\partial H}{\partial q} = \frac{i}{\sqrt{2\Lambda}}\frac{\partial H}{\partial \bar{Y}}.$$
 (23)

Далее, поскольку (средние) аналоги больших полуосей  $\Lambda$  неподвижны, справедливо

$$\dot{P} = \dot{X}\sqrt{\Lambda/2}, \quad \dot{Q} = \dot{Y}\sqrt{2\Lambda}.$$
 (24)

Подстановка (23), (24) в (19) дает окончательно

$$\dot{X} = \frac{-2i}{\Lambda} \frac{\partial H}{\partial \bar{X}}, \quad \dot{Y} = \frac{-i}{2\Lambda} \frac{\partial H}{\partial \bar{Y}}.$$

Здесь осредненный гамильтониан определяется правой частью (22), при этом, согласно замечанию 2, производные  $\partial H/\partial \bar{X}$  и  $\partial H/\partial \bar{Y}$  находятся по обычным правилам дифференцирования функций многих переменных.

### 5. ИНТЕГРИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ ПЕРВОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Запишем систему первого приближения

$$\dot{X}_{s} = \mu \frac{-2i}{\Lambda_{s}} \frac{\partial H_{1}}{\partial \bar{X}_{s}}, \qquad (25)$$
$$\dot{Y}_{s} = \mu \frac{-i}{2\Lambda_{s}} \frac{\partial H_{1}}{\partial \bar{Y}_{s}}, \quad 1 \leqslant s \leqslant N.$$

Уравнения (25) задают вековую модель движения планетной системы. В нерезонансном случае эта модель воспроизводит основные динамические характеристики эволюции орбит. При составлении уравнений (25) информация о резонансах стирается, так что если последние присутствуют в системе, решения систем (8) и (25) могут значительно отличаться друг от друга. Информация о резонансах восстанавливается после перехода к оскулирующим элементам по формулам замены переменных, см. формулы (41)–(45) в работе Микрюкова (2018).

Преобразуем правые части (25) к такому виду, к которому уже удобно непосредственно применять машинные алгоритмы интегрирования. Для любых натуральных j и k таких, что  $1 \leq j < k \leq N$ , введем обозначения

$$u_{jk}^{1} = \partial \langle R_{jk} \rangle / \partial \bar{X}_{j}, \quad u_{kj}^{2} = \partial \langle R_{jk} \rangle / \partial \bar{X}_{k}, \quad (26)$$
$$u_{jk}^{3} = \partial \langle R_{jk} \rangle / \partial \bar{Y}_{j}, \quad u_{kj}^{4} = \partial \langle R_{jk} \rangle / \partial \bar{Y}_{k}.$$

Здесь

$$\langle R_{jk} \rangle = \sum_{\mathbb{K}_0} C^{jk}_{\ell v} (XY)^{\ell v}_{jk}, \qquad (27)$$

причем  $C_{\ell v}^{jk} = C_{\ell v 00}^{jk}$ , а множество  $\mathbb{K}_0$  получается в результате пересечения  $\mathbb{K}$  с плоскостью  $\{\ell, v \in \in \mathbb{Z}^4, n \in \mathbb{Z}^2 : |n_1| + |n_2| = 0\}$ . Далее, среднее значение дополнительной части возмущающей функции равно нулю, так что

$$H_1 = \langle h_1 \rangle = \left\langle \sum_2 \mathcal{R}_{jk} + \sum_2 \mathcal{V}_{jk} \right\rangle = \sum_2 \langle \mathcal{R}_{jk} \rangle.$$

Отсюда

$$\frac{\partial H_1}{\partial \bar{X}_s} = \sum_{j=1}^{s-1} \frac{\partial \langle \mathcal{R}_{js} \rangle}{\partial \bar{X}_s} + \sum_{j=s+1}^N \frac{\partial \langle \mathcal{R}_{sj} \rangle}{\partial \bar{X}_s}.$$
 (28)

Первая и вторая сумма в правой части (28) содержат соответственно s - 1 и N - s слагаемых, так что имеем N - 1 слагаемых вида  $\partial \langle \mathcal{R}_{jk} \rangle / \partial \bar{X}_s$ , причем в каждом из этих слагаемых либо j = s, либо k = s. Мы считаем, что первая и вторая сумма в правой части (28) равны нулю для случаев соответственно s = 1 и s = N. Аналогично

$$\frac{\partial H_1}{\partial \bar{Y}_s} = \sum_{j=1}^{s-1} \frac{\partial \langle \mathcal{R}_{js} \rangle}{\partial \bar{Y}_s} + \sum_{j=s+1}^N \frac{\partial \langle \mathcal{R}_{sj} \rangle}{\partial \bar{Y}_s}.$$
 (29)

Комбинированием равенства  $\mathcal{R}_{jk} = \sigma_{jk} R_{jk} \Lambda_k^{-2}$  с соотношениями (25), (26), (28), (29) получаем на-конец рабочее представление системы (25):

$$\dot{X}_{s} = \mu \left( \sum_{j=1}^{s-1} \xi_{sj} u_{sj}^{2} + \sum_{j=s+1}^{N} \xi_{sj} u_{sj}^{1} \right), \quad (30)$$
$$\dot{Y}_{s} = \mu \left( \sum_{j=1}^{s-1} \eta_{sj} u_{sj}^{4} + \sum_{j=s+1}^{N} \eta_{sj} u_{sj}^{3} \right).$$

Здесь

$$\xi_{sj} = \begin{cases} \frac{-2i\sigma_{js}}{\Lambda_s^3}, & \text{если } 1 \leqslant j < s \leqslant N, \\ \frac{-2i\sigma_{sj}}{\Lambda_s \Lambda_j^2}, & \text{если } 1 \leqslant s < j \leqslant N, \end{cases}$$

 $\eta_{sj} = \xi_{sj}/4$ . Нетрудно проверить, что  $\xi_{sj}$  и  $\eta_{sj}$  имеют размерность обратного времени, а все остальные величины в правых частях (30) безразмерны.

Каждое слагаемое разложения величины  $H_1$ имеет четную степень по совокупности переменных  $X, \bar{X}, Y, \bar{Y}$ , поэтому согласно (26) правые части (30) расположены лишь по нечетным степеням этих величин (при дифференцировании  $H_1$  степень каждого одночлена по  $X, \bar{X}, Y, \bar{Y}$  понижается на единицу). В нашей работе мы использовали разложение  $H_1$  до десятой степени включительно.

На практике построение уравнений (30) легко выполняется даже в случае нескольких планет в системе. По существу, дело сводится лишь к однотипному формированию отрезков разложений (26) и их подстановке в (30).

Ниже мы рассматриваем результаты численного интегрирования системы (30) на примерах двупланетных и трехпланетных систем. Интегрирование мы выполняли реализованным на языке C++ явным одношаговым семистадийным методом Рунге— Кутты шестого порядка точности. Использованная нами таблица Бутчера для коэффициентов метода приведена в руководстве Хайрера, Нерсетта и Ваннера (1990, глава II.6, таблица 6.1).

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 5 2020

Планета	<i>a</i> (a.e.)	e	i	g	Ω
Внутренняя планета ("Венера")	0.723315	0.00676	$3.39448^{\circ}$	54.8978°	76.6243°
Внешняя планета ("Земля")	1.000027	0.01672	$0.00262^{\circ}$	287.9199°	175.0383°

Таблица 1. Начальные значения средних элементов для модельной двупланетной системы

**Таблица 2.** Границы изменения средних эксцентриситетов и средних наклонений в модельной двупланетной системе. Интервал интегрирования составляет 2 × 10<sup>6</sup> лет

Планета	$e_{ m min}$	$e_{\max}$	$i_{\min}$	$i_{ m max}$
Внутренняя планета ("Венера")	0.00564	0.0188	$0.6367^{\circ}$	3.3942°
Внешняя планета ("Земля")	0.00836	0.01701	$0.005^{\circ}$	$2.7597^{\circ}$

### 5.1. Модельная двупланетная система

Эффективность методов теории возмущений в планетной задаче обусловлена тем, что в уравнения движения можно простым и удобным образом ввести малый параметр  $\mu$ . В результате во всех планетных теориях получаются уравнения типа (8) и (18), к которым можно применять асимптотическую теорию и делать определенные выводы относительно эволюции планетных орбит. Большинство исследований сосредоточено на орбитальной динамике газовых гигантов — наиболее массивных планет в системе. В таких работах параметр  $\mu$  обычно имеет порядок  $10^{-3}-10^{-2}$ . Например, в работе Кузнецова и Холшевникова (2006) рассматривается эволюция двупланетной системы Солнце—Юпитер–Сатурн<sup>3</sup>, в которой принято  $\mu = 10^{-3}$ .

Интерес к изучению поведения систем, состоящих из планет-гигантов, представляется естественным. Во-первых, количество подтвержденных экзопланет земного типа на порядки меньше числа открытых внесолнечных планет-гигантов. Во-вторых, динамика именно больших планет решает вопрос об устойчивости системы в целом.

Экзопланеты земного типа сложнее обнаружить из-за их относительно небольшого размера и малой массы. Между тем исследование орбитальной динамики этих объектов также заслуживает внимания. Согласно современным представлениям такие планеты являются наиболее благоприятным местом для возникновения жизни. Устойчивость планетной орбиты является здесь одним из ключевых факторов, поскольку ею обеспечивается длительное поддержание на поверхности планеты более менее постоянных условий.

Изучение движения землеподобных внесолнечных планет разумно начинать на модельных примерах. Мы рассмотрим сейчас динамическую эволюцию модельной двупланетной системы, которая состоит из звезды солнечной массы и двух обращающихся около нее планет с массами и орбитальными элементами Венеры и Земли. Массовые параметры

$$\mu = 3.0404 \times 10^{-6}, \tag{31}$$
$$m_1 = 0.8051, m_2 = 1$$

и начальные значения оскулирующих элементов (эпоха JD 2459000.5) мы взяли из ежегодника (Кочетова и др., 2019). Начальные значения средних элементов требуют расчета (Волосов, Моргунов, 1971; Микрюков, 2018); мы приводим их в табл. 1.

Интегрирование системы (30) выполнялось на  $2 \times 10^6$  лет вперед. На всем временном интервале наблюдается близкое к периодическому поведение (средних) эксцентриситетов и наклонов в системе. На рис. 1 изображена вековая эволюция этих элементов на интервале  $5 \times 10^5$  лет. Мы видим, что колебания совершаются в противофазе, что является классическим следствием сохранения интеграла площадей. Период  $P_e$  колебаний эксцентриситетов составляет примерно  $131 \times 10^3$  лет, а период  $P_i$  колебаний наклонов — около  $106 \times 10^3$  лет. В табл. 2 приведены предельные значения, принимаемые средними наклонами и эксцентриситетами в данной системе.

Одной из важных динамических характеристик планетной системы является вековой резонанс (Мюррей, Дермотт, 2009). Вековой резонанс

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Под двупланетной системой "Солнце-Юпитер-Сатурн" Кузнецов и Холшевников (2006) понимают такую модельную двупланетную систему, в которой около звезды солнечной массы обращаются две планеты с массами и орбитальными параметрами Юпитера и Сатурна.



Рис. 1. Эволюция средних эксцентриситетов (слева) и наклонений (справа) в модельной двупланетной системе согласно вековой модели движения (30). Сплошная линия соответствует внешней (более тяжелой) планете.



**Рис. 2.** Иллюстрация векового резонанса в модельной двупланетной системе. Разность  $\Delta \tilde{g} = \tilde{g}_1 - \tilde{g}_2$  является близкой к периодической функцией времени.

может отсутствовать, однако это довольно распространенное явление. Чаще всего под вековым резонансом понимают такое поведение планет, при котором величина  $\Delta \tilde{g} \stackrel{\text{def}}{=} \tilde{g}_1 - \tilde{g}_2$  оказывается близкой к периодической функцией времени (см., например, Ли, Пил, 2003). Обычно  $\Delta \tilde{g}$  колеблется либо около нуля, либо около  $\pi$ . На основании рис. 2 заключаем, что в отсутствие всех остальных тел в Солнечной системе, движение Венеры и Земли происходит в вековом резонансе. Амплитуда колебаний  $\Delta \tilde{g}$  равна 48°, причем период этих колебаний совпадает с  $P_e$ .

На рис. З мы изображаем вековую эволюцию лагранжевых элементов  $e \cos \tilde{g}$  и  $e \sin \tilde{g}$  на интервале времени  $2 \times 10^6$  лет. На обеих плоскостях ( $e_s \cos \tilde{g}_s, e_s \sin \tilde{g}_s$ ), s = 1, 2, движение изображающей точки оказывается близким к периодическому. Продолжительность одного цикла-периода составляет  $10P_e \approx 1.31 \times 10^6$  лет, после которого качественное поведение обеих

кривых повторяется. На основании рис. 4 заключаем, что эволюция лагранжевых элементов  $\sin \frac{i}{2} \cos \Omega$  и  $\sin \frac{i}{2} \sin \Omega$  имеет также близкий к периодическому характер. Период изменения этих элементов совпадает с  $P_i$ , поскольку на плоскостях  $\left(\sin \frac{i_s}{2} \cos \Omega_s, \sin \frac{i_s}{2} \sin \Omega_s\right), s = 1, 2$ , движение изображающей точки совершает один цикл-оборот (см. рис. 4) за  $P_i \approx 106 \times 10^3$  лет.

### 5.2. Двупланетные системы HD 12661 и v Andromedae

В разобранном модельном примере малый параметр  $\mu$  имеет порядок  $10^{-6}$ . Рассмотрим теперь примеры реальных планетных систем, в которых  $\mu \sim 10^{-3}$ .

Солнцеподобная звезда HD 12661 имеет спектральный класс G6 и находится в созвездии Овна на расстоянии примерно 120 световых лет от



Рис. 3. Эволюция лагранжевых элементов  $e_s \cos \tilde{g}_s$ ,  $e_s \sin \tilde{g}_s$  (s = 1, 2) на интервале времени  $2 \times 10^6$  лет. Модельная двупланетная система.



Рис. 4. Эволюция лагранжевых элементов  $\sin \frac{i_s}{2} \cos \Omega_s$ ,  $\sin \frac{i_s}{2} \sin \Omega_s$  (s = 1, 2) на интервале  $5 \times 10^5$  лет. Модельная двупланетная система.

Солнца. Вокруг звезды обращаются, по крайней мере, две планеты (газовые гиганты HD 12661 b и HD 12661 c). В отличие от HD 12661, звезду v Andromedae можно наблюдать невооруженным глазом, поскольку, имея примерно такие же физические характеристики, она находится ближе к нам почти в три раза. В настоящее время известно о существовании четырех планет в системе v Andromedae. Мы ограничимся изучением движения только двух внутренних планет v And c и v And d, поскольку масса планет v And b и v And e существенно меньше.

Системы HD 12661 и v Andromedae — довольно известные экзопланетные объекты. Система v Andromedae была первой системой, в которой была обнаружена третья планета. На примере системы HD 12661 было впервые установлено (Ли, Пил, 2003), что две реальные внесолнечные планеты могут двигаться таким образом, при котором разность долгот перицентров  $\Delta \tilde{g}$  совершает колебания около значения  $\pi$ . В табл. З и 4 приводятся массовые параметры и начальные значения средних элементов для обеих систем. На основании графиков, представленных на рис. 5, мы делаем вывод, что период колебаний средних эксцентриситетов в системах HD 12661 и v Andromedae составляет около 29000 и 9570 лет соответственно. В табл. 5 приведены максимальные и минимальные значения.

Согласно графикам, изображенным на рис. 6, в обеих системах наблюдается вековой резонанс.

**Таблица 3.** Значения массовых параметров  $\mu$ ,  $m_0$ ,  $m_1$  и  $m_2$  для двупланетных систем HD 12661 и v Andromedae

	$\mu$	$m_0$	$m_1$	$m_2$
HD 12661	$2.079\times 10^{-3}$	1.07	1	0.7854
v And	$3  imes 10^{-3}$	1.28	0.4875	1



**Рис. 5.** Эволюция средних эксцентриситетов в двупланетных системах HD 12661 (слева) и *v* Andromedae (справа). Сплошная линия соответствует наиболее массивной планете (см. табл. 3). Результаты интегрирования системы первого приближения.

Амплитуда колебаний  $\Delta \tilde{g}$  в системах HD 12661 и v Andromedae равна 56° и 43° соответственно. Для иллюстрации векового резонанса часто (см., например, Родригес, Гальярдо, 2005) используют переменные  $e_s \cos \Delta \tilde{g}$ ,  $e_s \sin \Delta \tilde{g}$  (s = 1, 2). Если планетная система испытывает вековой резонанс, то периоды изменения  $e_1$ ,  $e_2$ ,  $\Delta \tilde{g}$  совпадают. В результате на обеих плоскостях

$$(e_s \cos \Delta \widetilde{g}, e_s \sin \Delta \widetilde{g}), \quad s = 1, 2,$$
 (32)

изображающая точка описывает близкую к за-

**Таблица 4.** Начальные значения средних элементов для систем HD 12661 и *v* Andromedae

Системы	<i>a</i> (a.e.)	e	i	g	Ω
HD 12661 b	0.821	0.34	$0.5^{\circ}$	290.6°	6°
HD 12661 c	2.855	0.066	$1.5^{\circ}$	94.1°	8°
v And c	0.832	0.224	$2^{\circ}$	229.4°	3°
v And d	2.53	0.267	$5^{\circ}$	123.5°	135°

**Таблица 5.** Границы изменения средних эксцентриситетов в системах HD 12661 и v Andromedae. Интервал интегрирования для систем HD 12661 и v Andromedae составляет соответственно  $10^5$  и  $4 \times 10^4$  лет

Системы	$e_{\min}$	$e_{\max}$
HD 12661 b	0.1506	0.3405
HD 12661 c	0.0636	0.2624
v And c	0.053	0.256
v And d	0.259	0.29

мкнутой кривую. Если  $\Delta \tilde{g}$  колеблется около  $\pi$ , то на плоскостях (32) кривая располагается слева от оси ординат. Если  $\Delta \tilde{g}$  совершает колебания около нуля, то на плоскостях (32) получается фигура, расположенная справа от оси ординат. (Кривая находится целиком по одну сторону от оси ординат тогда и только тогда, когда амплитуда  $\Delta \tilde{g}$  меньше 90°.) На рис. 7 мы изображаем вековую эволюцию систем HD 12661 и v Andromedae на плоскостях  $(e_1 \cos \Delta \tilde{g}, e_1 \sin \Delta \tilde{g})$  и  $(e_2 \cos \Delta \tilde{g}, e_2 \sin \Delta \tilde{g})$  соответственно.

### 5.3. Модельная трехпланетная система

Добавление третьей планеты в систему может значительно изменить характер движения первых двух планет. В подразделе 5.1 мы исследовали вековую эволюцию модельной двупланетной системы, которая определяет движение Венеры и Земли вокруг Солнца в предположении отсутствия возмущений со стороны всех остальных тел Солнечной системы. Рассмотрим теперь поведение этой системы с учетом влияния Марса. Именно, образуем такую модельную трехпланетную систему, в которой около звезды солнечной массы обращаются три планеты с массами и орбитальными параметрами, соответствующими Венере, Земле и Марсу. Планеты в данной системе будем далее называть "Венерой" (внутрення планета, соответствует Венере), "Землей" (промежуточная планета, соответствует Земле) и "Марсом" (внешняя планета, соответствует Марсу). Использованием кавычек мы хотим подчеркнуть, что рассматриваем поведение Венеры, Земли и Марса в предположении отсутствия всех остальных тел в Солнечной системе.

В табл. 1 и 6 мы приводим начальные значения средних элементов для всех трех планет. Наряду с (31) примем  $m_3 = 0.1061$ .



Рис. 6. Вековой резонанс в системах HD 12661 (слева) и v Andromedae (справа).



Рис. 7. Вековое поведение систем HD 12661 (слева) и v Andromedae (справа) на плоскостях  $(e_1 \cos \Delta \tilde{g}, e_1 \sin \Delta \tilde{g})$  и  $(e_2 \cos \Delta \tilde{g}, e_2 \sin \Delta \tilde{g})$  соответственно. См. подробности в тексте.

Интегрирование выполнялось на  $3 \times 10^6$  лет вперед. На основании рис. 8 заключаем, что влияние более легкого "Марса" существенно изменяет поведение эксцентриситетов "Венеры" и "Земли" (ср. с рис. 1). Эволюция эксцентриситетов  $e_1$ ,  $e_2$ ,  $e_3$ в системе имеет сложный характер, однако "Марс" сохраняет самую вытянутую орбиту в течение всего интервала интегрирования. Эксцентриситет  $e_3$  изменяется в пределах 0.082-0.104.

Рассмотрим теперь случай, когда орбита "Марса" располагается ближе к орбите "Земли". Исследуем вариант  $\alpha_{12} = \alpha_{23}$ . Для этого в табл. 1 и 6 сохраним все значения прежними, кроме одного: положим  $a_3 = 1.382$ . Поведение эксцентри-

Таблица 6. Начальные значения средних элементов третьей планеты ("Марса") в модельной трехпланетной системе

a (a.e.)	e	i	g	Ω
1.5238	0.09345	1.8479°	286.59°	$49.5^{\circ}$

ситетов приобретает еще более сложный характер (см. рис. 9). В разобранном выше варианте (при  $a_3 = 1.5238$ ) прослеживается систематичность в изменении всех эксцентриситетов, причем период этой систематичности, согласно графику на рис. 8, можно оценить примерно в  $735 \times 10^3$  лет. Теперь же (см. рис. 9) эксцентриситеты "Венеры" и "Земли" изменяются практически непредсказуемо. На всем интервале интегрирования продолжает сохраняться верным неравенство  $e_3 \gg e_1, e_2$ . Заметим, что для изучения вековой эволюции планетных систем с близкими орбитами более эффективными могут оказаться специальные методы разложения возмущающей функции (см. работу Вашковьяк и др., 2015).

Рассмотрим, наконец, случай, когда  $a_3$  больше значения  $a_3 = 1.5238$ . (Значение  $a_3 = 1.5238$  близко к текущему оскулирующему значению большой полуоси Марса, см. табл. 6.) Положим  $a_3 = 1.84$ , а все остальные числовые значения в табл. 1 и 6 вновь оставим прежними. При  $a_3 = 1.84$  получаем  $\alpha_{23} \approx 0.5434$ , что примерно соответствует отношению больших полуосей Юпитера и Сатурна. Дан-


**Рис. 8.** Вековая модель изменения средних эксцентриситетов в модельной трехпланетной системе. Точечная линия соответствует "Венере", сплошная — "Земле", а пунктирная — "Марсу". Средние значения больших полуосей *a*<sub>1</sub>, *a*<sub>2</sub>, *a*<sub>3</sub> близки к текущим оскулирующим значениям Венеры, Земли и Марса.



**Рис. 9.** Эволюция средних эксцентриситетов в модифицированной модельной трехпланетной системе. Точечная линия соответствует "Венере", сплошная — "Земле", а пунктирная — "Марсу". Для среднего значения большой полуоси орбиты "Марса" положено  $a_3 = 1.382$  а.е.

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 5 2020



Рис. 10. Эволюция средних эксцентриситетов в модифицированной модельной трехпланетной системе. Точечная линия соответствует "Венере", сплошная — "Земле", а пунктирная — "Марсу". Для среднего значения большой полуоси орбиты "Марса" положено  $a_3 = 1.84$  а.е.

ный вариант интегрировался вперед на 8 × 10<sup>6</sup> лет, см. рис. 10. На этот раз все эксцентриситеты ведут себя более понятным образом. Изменение  $e_1$ ,  $e_2$ ,  $e_3$  становится близким к периодическому. Согласно рис. 10 период изменения  $e_1$ ,  $e_2$ ,  $e_3$  равен примерно  $3.57 \times 10^6$  лет. Интересно, что теперь наблюдаются промежутки времени, в течение которых  $e_1$ ,  $e_2 > e_3$ . По сравнению с двумя предыдущими модельными вариантами, эксцентриситет "Марса" изменяется в более широких пределах 0.017–0.098. Эксцентриситеты "Венеры" и "Земли" могут превышать значение 0.034.

## 6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Чем меньше значение параметра  $\mu$  в основных уравнениях (18), тем выше эффективность асимптотической теории. Напишем систему второго приближения

$$\dot{X} = \frac{-2i}{\Lambda} \left( \mu \frac{\partial H_1}{\partial \bar{X}} + \mu^2 \frac{\partial H_2}{\partial \bar{X}} \right), \qquad (33)$$
$$\dot{Y} = \frac{-i}{2\Lambda} \left( \mu \frac{\partial H_1}{\partial \bar{Y}} + \mu^2 \frac{\partial H_2}{\partial \bar{Y}} \right).$$

Пусть, например, при изучении взаимодействия экзопланет земного типа мы имеем  $\mu \sim 10^{-6}$ . В результате  $\mu^2 \sim 10^{-12}$  и мы заключаем, что коэф-фициенты разложения  $H_2$  должны быть достаточно

большими, чтобы в уравнениях (33) производные  $\partial H_2/\partial \bar{X}$  и  $\partial H_2/\partial \bar{Y}$  давали заметный вклад в эволюцию X и Y. Если большие полуоси в системе далеки от резонансных значений, то при столь малом  $\mu$  результаты интегрирования систем первого и второго приближения будут слабо отличаться друг от друга.

В настоящей работе мы рассматривали эволюцию нерезонансных модельных и реальных планетных конфигураций на временных шкалах порядка  $10^{5} - 10^{7}$  лет. Как правило, в каждом случае для интегрирования мы выбирали такой промежуток времени, на котором может быть выявлено качественное поведение основных орбитальных характеристик исследуемой системы (период колебаний эксцентриситетов, наклонов, разности  $\Delta \widetilde{q}$ , вековые резонансы и т.п.). Стоит отметить, что в нерезонансных системах согласно общей теории метода осреднения (Боголюбов, Митропольский, 1974; Волосов, Моргунов, 1971; Митропольский, 1971) длина временного интервала, на котором осредненное решение сохраняет главные черты истинного решения, существенно зависит от малого параметра  $\mu$ . Чем меньше значение  $\mu$ , тем длиннее должен быть этот интервал.

Значения  $\mu \sim 10^{-6}$  и  $\mu \sim 10^{-3}$  примерно соответствуют планетам земного типа со скалистой

**Таблица 7.** Число  $\mathcal{N}$  слагаемых в разложении  $\langle R_{jk} \rangle$  в зависимости от d. На практике всегда берется d > 0

d	0	2	4	6	8	10	12	14	16
$\mathcal{N}$	1	9	61	261	878	2446	5982	13182	26807

**Таблица 8.** Число  $\mathcal{N}'$  слагаемых в разложении каждой из четырех величин  $u_{jk}^1$ ,  $u_{kj}^2$ ,  $u_{jk}^3$ ,  $u_{kj}^4$  в зависимости от d' = d - 1

d'	1	3	5	7	9	11	13	15
$\mathcal{N}'$	2	22	122	472	1452	3804	8844	18744

поверхностью и газовым гигантам. Не стоит забывать о существовании планет с промежуточными физическими характеристиками. Например, масса планеты Kepler-11 f (система Kepler-11) по текущим оценкам превышает земную лишь в два раза, хотя по плотности Kepler-11 f сопоставима с Сатурном. Обратим также внимание на то, что в нашем исследовании мы были сосредоточены в основном на поведении эксцентриситетов и движении перицентров в планетной системе.

В подразделах 5.1 и 5.3 мы изучали динамическую эволюцию систем, образованных *только* планетами земного типа. В подразделе 5.2 исследовалась эволюция конфигураций, состоящих *только* из планет-гигантов. На основании результатов подразделов 5.1 и 5.3 можно сделать вывод, что если система образована *только* планетами земного типа, то в течение длительного интервала времени она может сохранять устойчивость. Для устойчивости такой системы большие планеты могут оказаться не нужными.

Более близким к реальному будет случай, когда в систему входят планеты обоих типов. Лучше всего в этом убеждает пример нашей Солнечной системы, которая содержит одинаковое количество планет земного типа и газовых гигантов. Пример Солнечной системы показывает, что формирование землеподобных экзопланет около звезд должно быть не менее распространенным явлением, чем образование больших планет. Движение систем, образованных планетами с существенно разными массами, является предметом отдельного и особого исследования. Например, Ласкаром (1994) было выполнено интегрирование осредненных уравнений для модели Солнечной системы, состоящей из Солнца и восьми основных планет. Интегрирование выполнялось на несколько миллиардов лет вперед и назад. В результате этого исследования был сделан вывод, что устойчивость планет земной

группы Солнечной системы может существенно зависеть от устойчивости движения планет-гигантов.

Таким образом, устойчивости движения планет земной группы благоприятствует или устойчивость системы планет-гигантов, или их отсутствие.

В заключение отметим, что употребление комплексных переменных (6) приводит к относительно небольшому количеству слагаемых в разложении  $H_1$  (см. работы Ласкар, Робютель, 1995; Микрюков, Холшевников, 2016). На практике бесконечный восьмикратный степенной ряд (27) усекается условием

$$\ell_1 + \ell_2 + \ell_3 + \ell_4 + v_1 + v_2 + v_3 + v_4 \leqslant d,$$

где d — четное натуральное. В результате максимальная степень d' разложений величин (26) оказывается равной d' = d - 1. В табл. 7 мы приводим число  $\mathcal{N}$  слагаемых в разложении (27) в зависимости от d, а в табл. 8 — число  $\mathcal{N}'$  слагаемых в каждом из четырех разложений (26) в зависимости от d'. В случае, например, N = 2 и d = 4 система (30) принимает вид

$$\dot{X}_1 = \mu \xi_{12} u_{12}^1, \quad \dot{Y}_1 = \mu \eta_{12} u_{12}^3, \qquad (34)$$
$$\dot{X}_2 = \mu \xi_{21} u_{21}^2, \quad \dot{Y}_2 = \mu \eta_{21} u_{21}^4,$$

при этом  $H_1$  содержит 61 слагаемое (ср. с разложением  $\langle R_{12} \rangle$ , приведенным на стр. 215 работы Ласкара и Робютеля, 1995) и генерирует в правой части каждого из уравнений (34) по 22 слагаемых.

Автор выражает благодарность К.В. Холшевникову за руководство работой, В.Ш. Шайдулину за помощь в оформлении рисунков, а также рецензенту за полезные замечания, способствовавшие улучшению работы. Все вычисления в работе производились с помощью оборудования вычислительного центра научного парка СПбГУ. Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант 19-72-10023).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Балуев (R.V. Baluev), Celest. Mech. Dynam. Astron. 111, 235 (2011).
- Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А., Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний (М.: Наука, 1974).
- Вашковьяк М.А., Вашковьяк С.Н., Емельянов Н.В., Астрон. вестник 49, 208 (2015) [M.A. Vashkov'yak et al., Solar System. Res. 49, 191 (2015)].
- Волосов В.М., Моргунов Б.И., Метод осреднения в теории нелинейных колебательных систем (М.: МГУ, 1971).

- 5. Гребеников Е.А., Качественная небесная механика (М.: Наука, сб. Справочное руководство по небесной механике и астродинамике, под ред. Г.Н. Дубошина, 1976), с. 788.
- 6. Гребеников Е.А., *Метод усреднения в приклад*ных задачах (М.: Наука, 1986).
- 7. Демидович Б.П., Лекции по математической теории устойчивости (М.: Наука, 1967).
- 8. Джакалья Г.Е.О., Методы теории возмущений для нелинейных систем (М.: Наука, 1979).
- 9. Кордани (B. Cordani), Celest. Mech. Dynam. Astron. **89**, 165 (2004).
- Кочетова О.М., Кузнецов В.Б., Медведев Ю.Д., Чернетенко Ю.А., Шор В.А., Эфемериды малых планет на 2020 год (СПб.: ИПА РАН, 2019).
- Красинский Г.А., Основные уравнения планетной теории (М.: Наука, сб. Малые Планеты, под ред. Н.С. Самойловой-Яхонтовой, 1973), с. 81.
- Кузнецов Э.Д., Холшевников К.В., Астрон. вестник 40, 263 (2006) [E.D. Kuznetsov, K.V. Kholshevnikov, Solar System. Res. 40, 239 (2006)].
- Кузнецов Э.Д., Холшевников К.В., Астрон. вестник 43, 230 (2009) [E.D. Kuznetsov, K.V. Kholshevnikov, Solar System. Res. 43, 220 (2009)].
- 14. Ласкар (J. Laskar), Astron. Astrophys., 287, L9-L12 (1994).
- 15. Ласкар, Робютель (J. Laskar and P. Robutel), Celest. Mech. Dynam. Astron. **62**, 193 (1995).
- 16. Ли, Пил (М.Н. Lee and S.J. Peale), Astrophys. J. **592**, 1201 (2003).
- 17. Либер, Дилсейт (A.-S. Libert and N. Delsate), MNRAS **422**, 2725 (2012).
- 18. Либер, Сансотера (A.-S. Libert and M. Sansottera), Celest. Mech. Dynam. Astron. **117**, 149 (2013).
- 19. Маркеев А.П., Точки либрации в небесной механике и космодинамике (М.: Наука, 1978).
- Микрюков Д.В., Письма в Астрон. журн. 42, 611 (2016) [D.V. Mikryukov, Astron. Lett. 42, 555 (2016)].
- Микрюков Д.В., Письма в Астрон. журн. 44, 361 (2018) [D.V. Mikryukov, Astron. Lett. 44, 337 (2018)].
- Микрюков Д.В., Холшевников К.В., Письма в Астрон. журн. 42, 302 (2016) [D.V. Mikryukov, K.V. Kholshevnikov, Astron. Lett. 42, 268 (2016)].

- 23. Митропольский Ю.А., Метод усреднения в нелинейной механике (К.: Наукова думка, 1971).
- 24. Моисеев Н.Н., Асимптотические методы нелинейной механики (М.: Наука, 1969).
- 25. Морбиделли А., Современная небесная механика. Аспекты динамики Солнечной системы (М.: ИКИ, 2014).
- 26. Мюррей К., Дермотт С., Динамика Солнечной системы (М.: Физматлит, 2009).
- 27. Найфэ А.Х., *Методы возмущений* (М.: Мир, 1976).
- Перминов А.С., Кузнецов Э.Д., Астрон. вестник 49, 469 (2015) [A.S. Perminov, E.D. Kuznetsov, Solar System. Res. 49, 430 (2015)].
- 29. Пуанкаре А., *Лекции по небесной механике* (М.: Наука, 1965).
- 30. Робютель, Нидерман, Пусс (P. Robutel, L. Niederman, and A. Pousse), Comp. Appl. Math. **35**, 675 (2016).
- 31. Родригес, Гальярдо (A. Rodríguez and T. Gallardo), Astrophys. J. **628**, 1006 (2005).
- 32. Сансотера, Либер (M. Sansottera and A.-S. Libert), Celest. Mech. Dynam. Astron. **131**, 38 (2019).
- 33. Уинтнер А., *Аналитические основы небесной ме*ханики (М.: Наука, 1967).
- 34. Хайрер Э., Нерсетт С., Ваннер Г., Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Нежесткие задачи (М.: Мир, 1990).
- 35. Холшевников К.В., Асимптотические методы небесной механики (Л.: ЛГУ, 1985).
- Холшевников К.В., Греб А.В., Кузнецов Э.Д., Астрон. вестник 35, 267 (2001) [К.V. Kholshevnikov et al., Solar System. Res. 35, 243 (2001)].
- Холшевников К.В., Греб А.В., Кузнецов Э.Д., Астрон. вестник 36, 75 (2002) [К.V. Kholshevnikov et al., Solar System. Res. 36, 68 (2002)].
- Холшевников, Кузнецов (К.V. Kholshevnikov and E. D. Kuznetsov), Celest. Mech. Dynam. Astron. 109, 201 (2011).
- 39. Чазов В.В., Астрон. вестник **47**, 112 (2013) [V.V. Chazov, Solar System. Res. **47**, 99 (2013)].
- 40. Шевченко И.И., *The Lidov-Kozai Effect Applications in Exoplanet Research and Dynamical Astronomy* (Springer, 2017).