СОДЕРЖАНИЕ

-

_

Том 98, номер 8, 2021

Джет блазара ОЈ 287 от парсековых до килопарсековых масштабов	
М. С. Бутузова	619
Переменность спектра молодого остатка сверхновой G11.2-0.3	
В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, Т. С. Андреева	630
Асинхронные звезды в тесных двойных системах	
С. В. Чернов	643
МГД модель взаимодействия коронального выброса массы с горячим юпитером HD 209458b	
А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, Е. А. Колымагина	663
Моделирование изотермического коллапса магнитных протозвездных облаков	
С. А. Хайбрахманов, А. Е. Дудоров, Н. С. Каргальцева, А. Г. Жилкин	681
О возможности наблюдения ряда радиолиний водорода в солнечных активных образованиях над пятнами	
А. Ф. Дравских, Ю. А. Дравских	694

УДК 52-6

ДЖЕТ БЛАЗАРА ОЈ 287 ОТ ПАРСЕКОВЫХ ДО КИЛОПАРСЕКОВЫХ МАСШТАБОВ

© 2021 г. М. С. Бутузова^{1, *}

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия *E-mail: mbutuzova@craocrimea.ru Поступила в редакцию 26.02.2021 г. После доработки 25.03.2021 г. Принята к публикации 31.03.2021 г.

Изогнутая форма килопарсекового джета блазара OJ 287 анализируется с позиции прецессии центральной машины, на существовании которой основано большое количество исследований за последние десятилетия. Необходимые для анализа данные о скорости и угле с лучом зрения килопарсекового джета получены исходя из двух конкурирующих предположений о механизме образования рентгеновского излучения джета OJ 287. А именно, из обратного комптоновского рассеяния реликтового фона при релятивистском килопарсековом джете и обратного комптоновского рассеяния излучения центрального источника. Для последнего было показано, что ожидаемый поток от килопарсекового джета в гамма-диапазоне не превышает установленный на него предел по данным *Fermi*-LAT. Получено, что только период спирали килопарсекового джета, оцененный в рамках обратного комптоновского рассеяния излучения центрального источника, согласуется с периодом прецессии центральной машины, определенным из модуляции пиковых значений 12-летних оптических вспышек.

Ключевые слова: блазар, OJ 287, винтовой джет, прецессия, обратное комптоновское рассеяние **DOI:** 10.31857/S0004629921080028

1. ВВЕДЕНИЕ

Блазар ОЈ 287 (z = 0.306) примечателен тем, что на оптической кривой блеска, охватывающей более 100 лет, присутствуют мощные вспышки, повторяющиеся примерно каждые 12 лет (см., напр., [1, 2]), на основании чего Силланпаа и др. [1] предположили, что в центре ОЈ 287 находится двойная сверхмассивная черная дыра (ЧД). Маломассивный компонент, проходя перицентр, оказывает приливное воздействие на аккреционный диск главной ЧД, вызывая тем самым вспышку каждые 12 лет. Так как излучение, образованное в ультрарелятивистском джете, направленном под малым углом к лучу зрения, существенно усиливается в системе отсчета (СО) наблюдателя и плотность потока этого излучения преобладает над плотностью потока излучения, образованного в других частях активной галактики, то естественно ожидать, что за эти вспышки ответственен джет. Подобный сценарий рассматривался, например, в работах [3-5].

В работе [3] предполагались две ЧД одинаковой массы, имеющих аккреционный диск и джет. Эти джеты изогнуты и переплетены между собой. Сначала малый угол излучающей области с лучом зрения достигается в одном джете, затем во втором, что приводит к наблюдаемой двухпиковой структуре 12-летних вспышек. Кац [4] рассматривает винтовой джет, образованный в результате прецессии аккреционного диска главной ЧД, вызванной орбитальным движением вторичной ЧД. При этом предполагается, что второй пик во время 12-летней вспышки образован вследствие нутации.

Альтернативно, для объяснения двухпиковой структуры 12-летней вспышки, авторы [5] предполагают, что вторичная ЧД дважды за период проходит через аккреционный диск главной ЧД. При этом главная ЧД имеет массу в $1.8 \times 10^{10} M_{\odot}$, что на порядок превышает оценки масс ЧД для блазаров (см., напр., [6, 7] и ссылки в них). Недавние исследования распределения энергии в спектре во время вспышки 2015-2016 гг. обнаруживают указания на вклад излучения аккреционного диска в общее излучение ОЈ 287 [8, 9]. Модель [5] дополнена прецессирующим джетом, в результате чего было получено согласование различия в позиционных углах (РА) джета [10], наблюдаемых на VLBA на частотах 15 и 43 ГГц. Однако сделанное в [10] предсказание о значениях позиционных углов джета не подтвердилось дальнейшими наблюдениями [11-13]. С другой стороны, авторы [14] объяснили изменения РА деталей парсекового (пк) джета прецессией джета с накладывающимися на нее нутационными колебаниями. При этом период прецессии РА джета (≈22 года) согласуется с долговременным квазипериодом переменности потока радиоизлучения (≈25 лет), возникающим из-за периодических изменений Доплер-фактора излучающей области. Учитывая, что практически все наблюдаемое на одиночных антеннах радиоизлучение образуется в РСДБ-ядре [15], являющимся частью пк-джета, в которой среда становится оптически прозрачной для излучения на данной частоте [16], результат Бритзен [14] является самосогласованным, но отличается от периода в оптическом диапазоне.

Авторы [13] дали объяснение этому различию в рамках предположения, что оптическое излучение образуется ближе к истинному началу пк-джета, чем радиоизлучение, и что компоненты винтового джета движутся под некоторым малым углом к радиальному направлению. При этом было показано [13], что джет с такими геометрическими и кинематическими параметрами может образовываться вследствие развития (магнито)гидродинамических неустойчивостей, например, неустойчивости Кельвина-Гельмгольца (см., напр., [17]). Тогда как истинная прецессия винтового джета проявляется в различных величинах максимального потока и в различии временного интервала между соседними 12-летними вспышками. Этот сценарий дает период прецессии центральной машины ОЈ 287 в 1200 лет, который может интерпретироваться прецессией Лензе-Тирринга в системе одиночной сверхмассивной черной дыры [13].

Свидетельства прецессии центральной машины в активных ядрах галактик могут присутствовать в килопарсековых (кпк) джетах в виде изгибов последних (см., напр., [18]). В данных наблюдений VLA на частоте 1.4 ГГц обнаруживается килопарсековый джет ОЈ 287, который морфологически соответствует радиоисточнику FR I, имеет длину более 25" и проявляет изгиб на 15" [19]. С ростом частоты наблюдения плотность потока от кпк-джета уменьшается и джет отсутствует при наблюдениях на частотах ≥15 ГГц [20]. В оптическом и инфракрасном диапазонах кпк-джет не обнаружен [21, 20]. В рентгеновском диапазоне джет обнаруживается до расстояния $\approx 20''$ от ядра. На расстоянии 8", соответствующем исчезновению относительно ярких и ближних к ядру радиоузлов, рентгеновский джет изгибается на ≈55° [20]. Спектр излучения кпк-джета от радио- до рентгеновского диапазона невозможно описать спектром синхротронного излучения от одного степенного энергетического распределения электронов, поэтому была предложена гипотеза [20], что рентгеновское излучение образуется за счет

обратного комптоновского рассеяния реликтового излучения в предположении ультрарелятивистского килопарсекового джета, направленного под малым углом (≈10°) к лучу зрения (модель beamed IC/CMB [22, 23]). То есть таким же механизмом, который предполагается действующим в килопарсековых джетах квазаров с доминирующими ядрами (см., напр., [24]). Для ОЈ 287 Мейер и др. [25] не обнаружили противоречия модели beamed IC/CMB с данными *Fermi*-LAT, тогда как эта модель предсказывала большой уровень постоянного потока в гамма-диапазоне, который не был обнаружен для квазаров 3С 273 [26] и PKS 0637–752 [27].

С другой стороны, набор наблюдаемых свойств джетов квазаров 3С 273 [28], PKS 1127-145 [29], РКЅ 0637-752, РКЅ 1045-188 и РКЅ 1510-089 [30] был объяснен в рамках модели, что рентгеновское излучение образуется за счет обратного комптоновского рассеяния излучения центрального источника (ОКР/ЦИ). В этом случае под излучением центрального источника (ЦИ) подразумевается релятивистски усиленное в системе отсчета кпк-джета излучение парсекового джета. При этом килопарсековые джеты умеренно релятивистские и составляют угол с лучом зрения несколько десятков градусов. Предполагая, что изогнутость килопарсекового джета ОЈ 287 обусловлена прецессией, на величину ее периода будет влиять угол джета с лучом зрения. Таким образом, комбинируя данные для пк- и кпкмасштабов, мы можем сделать вывод о природе центрального объекта в ОЈ 287.

Содержание статьи следующее. В разделе 2 мы провели оценки физических параметров узлов, геометрических и кинематических параметров килопарсекового джета ОЈ 287 в предположении, что рентгеновское излучение узлов, расположенных до изгиба (до ≈15"), образуется за счет обратного комптоновского рассеяния излучения центрального источника. Анализ основан на данных наблюдений Chandra, обработанных с использованием последней версии пакета СІАО 4.13 и калибровочной базы данных CALDB. В разделе 3 мы определили период прецессии центральной машины исходя из кривизны килопарсекового джета в предположениях как ОКР/ЦИ, так и beamed IC/CMB. Обсуждение полученных результатов и выводы представлены в разделе 4.

2. РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КИЛОПАРСЕКОВОГО ДЖЕТА

2.1. Наблюдения Chandra и их обработка

OJ 287 наблюдался рентгеновской обсерваторией *Chandra* с использованием детектора ACIS-S один раз в декабре 2007 г., номер наблюдения Obs ID 9182 [20]. Так как калибровочные файлы для

2021



Рис. 1. Карта джета ОЈ 287 в рентгеновском диапазоне 0.2–6 кэВ. Узлы обозначены согласно номенклатуре [20]. Эллипсами отмечены области, используемые для определения потока и спектрального индекса излучения. Шкала градации серого приведена в инструментальных единицах скорости счета фотонов.

обработки наблюдений *Chandra* с тех пор обновились, мы провели повторную обработку этих данных, используя версию 4.13 пакета CIAO и версию 4.94 калибровочной базы данных CALDB. Мы сгенерировали новый файл событий evt2 с использованием стандартного скрипта chandra_repro. Полученный файл использовали в процедуре deflare для фильтрации шумовых вспышек на кривой блеска, превышающих уровень 30. Затем процедурой dmgti отфильтровали те данные, во

Таблица 1. Данные рентгеновских наблюдений узлов джета ОЈ 287

Узел	Размер, "	<i>R</i> , ″	$F_{0.2-6}$	F_1	$\alpha_{\rm X}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
J2	1.7×0.9	5.1	$4.69 \pm ^{0.53}_{0.52}$	$5.91\pm^{0.58}_{0.50}$	0.78 ± 0.15
J3	1.2×0.9	7.5	$5.16\pm^{0.85}_{0.86}$	$2.13 \pm^{0.35}_{0.36}$	0.69 ± 0.24
J4	1.1×1.5	8.4	$1.49 \pm _{0.15}^{0.13}$	$6.16\pm^{0.54}_{0.62}$	0.79 ± 0.14
J5	5×2	13.2	$1.24 \pm _{0.14}^{0.12}$	$5.13 \pm ^{0.50}_{0.62}$	0.78 ± 0.16

Примечание. В столбцах указаны: узел (1); размер области, которая использовалась в анализе (2); расстояние центра области до ядра блазара (3); интегральный поток излучения в диапазоне энергий фотонов 0.2–6 кэВ в 10^{-14} эрг см⁻² с⁻¹ (4); спектральный поток на частоте фотонов, соответствующей энергии 1 кэВ в нЯн (5); рентгеновский спектральный индекс в диапазоне 0.2–6 кэВ (6). время получения которых температура в фокальной плоскости детектора не превышала 156 К. В итоге общее время экспозиции в 49.97 килосекунд (кс) сократилось до 49.77 кс. Отфильтрованные данные мы использовали для расчета потока от узлов и моделирования спектра в пакете SERPA. Моделирование спектра и вычисление потока проводились для выделенных на рис. 1 областей, включающих в себя узлы кпк-джета ОЈ 287 за исключением первого узла Ј1, расположенного близко к яркому ядру, что затрудняет анализ для него. Мы используем номенклатуру узлов, введенную в работе [20]. Моделирование спектра проведено в диапазоне энергий фотонов 0.2-6 кэВ в предположении степенного спектра с фиксированным поглощением в Галактике. Плотность столба нейтрального водорода в направлении блазара $N_{\rm H} = 3.02 \times 10^{20} \, {\rm cm}^{-2}$ вычислялась с помощью скрипта COLDEN, основанного на данных [31]. Полученные результаты представлены в табл. 1.

2.2. Обратное комптоновское рассеяние излучения центрального источника

Мы рассматриваем обратное комптоновское рассеяние (ОКР) излучения центрального источника (ЦИ), используя формулы, полученные в работе [29]. Эти формулы определяют поток рассеянного излучения при ОКР степенно́го фотон-



Рис. 2. Спектр центрального источника и его аппроксимация двумя степенными законами. Усредненные данные на одной частоте представлены кругами, отдельные точки наблюдений – квадратами. Вертикальная линия отмечает ω_0 .

ного спектра ($F \propto v^{-\alpha}$) на электронах со степенны́м энергетическим распределением.

Наблюдаемый спектр блазара OJ 287 более сложный, но он может быть аппроксимирован двумя степенными участками (рис. 2, табл. 2). Так как под центральным источником подразумевается излучение парсекового джета, которое, по крайней мере, в радио-мм диапазоне доминирует над излучением остальных частей активного ядра [15], то расчет спектра ЦИ в системе отсчета кпкджета проводится согласно выражению

$$\omega_{i} = \omega(1+z)\delta_{i}/\delta, \qquad (1)$$

где ω_j — частота фотона в СО джета, соответствующая частоте фотона в СО земного наблюдателя ω , z — красное смещение объекта, δ_j и δ — Доплер-факторы для наблюдателя на Земле и в кпк-джете.

Таблица 2. Аппроксимации спектра ЦИ степенными законами

$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	Учас- ток	Диапазон частот, с ⁻¹	Коэффициент Q , 10^{-23} эрг см ⁻² с ⁻¹ Гц ^{α-1}	α
	1	$<1.6 \times 10^{12}$ >1.6 × 10^{12}	$(7.03 \pm \frac{2.57}{1.48}) \times 10^{-3}$ $(4.14 \pm \frac{5.75}{52}) \times 10^{12}$	-0.24 ± 0.02 0 97 + 0 04

Доплер-фактор $\delta_{j} = \sqrt{1 - \beta_{pc}^{2}} / (1 - \beta_{pc} \cos \theta_{pc}^{kpc})$ мы оценили, исходя из следующих соображений. Скорость компонентов парсекового джета $\beta_{\rm pc} = 0.9979c$, как это следует из видимой скорости максимально быстро движущихся деталей [32]. Так как излучение ЦИ, рассеиваемое в пределах одного узла кпк-джета, излучалось на протяжении тысяч лет, то в качестве угла пк-джета с лучом зрения бралось среднее значение угла между осью винтового джета и лучом зрения, $\theta_{\rm nc} = 1.9^{\circ}$. Это значение получено в предположении прецессии оси винтового джета с углом полураствора конуса прецессии 0.7° и углом оси конуса прецессии с лучом зрения в 1.8° [13]. Угол между пк- и кпк-джетом, θ_{pc}^{kpc} , находили из θ_{pc} и разницы позиционных углов джета на пк- (РА_{рс}) и кпк- (РА_{крс}) масштабах (см., напр., [29, 30, 33]). Кпк-джет изогнут [19, 20], поэтому мы при вычислениях для каждого рассматриваемого узла джета ОЈ 287 брали значение его РА в качестве

Для точной оценки θ_{pc}^{kpc} необходимо значение азимутального угла изгиба. Этот угол характеризует положение кпк-джета относительно плоскости, содержащей ось пк-джета и луч зрения, и мо-

РАкрс. В качестве РАрс мы взяли РА оси винтового

джета, который равен 265° [13].

жет принимать значения от 0 до 360°. Изменяя значения азимутального угла в указанном интервале с шагом в 10°, мы получили набор значений θ_{pc}^{kpc} , медиана которого использовалась для вычисления δ_j . Для всех узлов кпк-джета $\delta_j \approx 31$. В соответствии с формулами (3) и (5) в [13], мы нашли $\delta = 19$ как среднее значение Доплер-фактора излучающей области в винтовом парсековом джете.

В рамках ОКР/ЦИ спектральных индекс рентгеновского излучения α_х может принимать два значения [29]. В первом случае $\alpha_{\chi} = \alpha_i$, где α_i – спектральный индекс *i*-го участка спектра ЦИ. В этом случае рассеянное излучение в основном образуется за счет рассеяния фотонов, принадлежащих степенному спектру, на электронах с энергией, соответствующей энергии одной из границ степенного электронного спектра (так называемое ограничение электронным спектром). Во втором случае $\alpha_X = \alpha_R = (\gamma - 1)/2$, где γ – спектральный индекс электронного энергетического распределения. В этом случае наблюдаемый поток рассеянного излучения образуется преимущественно за счет ОКР фотонов с частотой, соответствующей одной из граничных частот степенного спектра на электронах с энергией, далекой от граничных значений (так называемое ограничение фотонным спектром).

Для всех рассматриваемых узлов джета OJ 287 $\alpha_{\rm X} = \alpha_{\rm R}$ (в диапазоне частот от 1.4 до 15 ГГц $\alpha_{\rm R} = 0.8 \pm 0.1$ [20]). Доминирующая в ОКР граница фотонного спектра является верхней, если $\alpha_{\rm R} > \alpha_i$, и нижней, если выполняется обратное неравенство. Таким образом, как при ОКР 1-го, так и 2-го участков спектра ЦИ, основной вклад в рассеянное излучение дает ОКР фотонов с частотой $\omega_{0,i} = 3.3 \times 10^{12}$ с⁻¹. Из формулы (6) в [29] с подстановкой $\omega_{0, j}$ и параметров 1-го участка спектра ЦИ ОЈ 287 (т.к. на этих частотах меньше вклада от других частей активного ядра) мы оценили среднюю напряженность магнитного поля $B = 1.1 \times 10^{-7}$ Гс и концентрацию электронов $n_e = 25 \Gamma_{\min}^{-1.6} \text{ см}^{-3} (\Gamma_{\min} - \text{минимальный Лоренц-$ фактор электронов) для узлов J2, J3 и J4. Приэтом из данных наблюдений (табл. 1 и [20]) получено $\gamma = 2.6$, угол кпк-джета с лучом зрения составил $\theta_{kpc} = 35^{\circ}$ (см. п. 2.3), использовалась ΛCDM -модель с параметрами $\Omega_m = 0.27$, $\Omega_{\Lambda} = 0.73, H_0 = 71 \text{ км c}^{-1} \text{ Мпк}^{-1} [34].$ Видно, что величины *n_e* и *B* приемлемы для данного типа источников.

2.3. Угол зрения и скорость килопарсекового джета

Рентгеновское излучение в пределах протяженной области J5 имеет малую интенсивность без выраженного пространственного распределения. Поэтому мы полагаем, что в этой области рентгеновское излучение образуется за счет ОКР фотонов реликтового излучения. Тогда как в других, более близких с ЦИ, узлах рентгеновское излучение образуется посредством ОКР/ЦИ (см. п. 2.2). Для узла J4 преобладание потока рентгеновского излучения, образованного за счет ОКР/ЦИ, над потоком, образованным вследствие ОКР/РИ, позволяет определить нижнее ограничение на угол зрения части джета, содержащей узел J4, с лучом зрения (см. [29, ф-ла (13)]):

$$\theta_{\rm kpc} \geq \left[\frac{2^{\gamma+1} |2\alpha_1 + 1 - \gamma|}{\gamma + 3} W_{\rm CMB} \times \frac{4\pi c R_{\rm J4}^2}{L_{\rm CS}} \left(\frac{\omega_{\rm CMB}}{\omega_{0, j}} \right)^{(\gamma-1)/2 - 1} \right]^{1/(\gamma+3)} \geq 35.2^{\circ},$$

$$(2)$$

где $W_{\rm CMB} = 1.2 \times 10^{-12}$ эрг см⁻³ и $\omega_{\rm CMB}$ – плотность энергии и частота максимума реликтового фона на красном смещении объекта z, $R_{\rm J4}$ – расстояние узла J4 от центрального источника, $L_{\rm CS} = 4\pi (1 + z)^{3+\alpha_{\rm I}} (\delta_{\rm j}/\delta) D_L^2 Q_{\rm I} \omega_{0, \rm j}^{-\alpha_{\rm I}+1} \approx 5.2 \times 10^{47}$ эрг/с – светимость ЦИ в СО кпк-джета ($D_L = 1576.8$ Мпк). Используя $R_{\rm J5}$ вместо $R_{\rm J4}$ в неравенстве, обратном (2), получили верхнее ограничение на угол кпк-джета с лучом зрения $\theta_{\rm kpc} \leq 42^\circ$.

Согласование углов с лучом зрения парсекового $\theta_{pc} = 1.9^{\circ}$ (см. п. 2.2) и килопарсекового $\theta_{kpc} \approx 38^{\circ}$ джетов возможно в рамках релятивистской аберрации. А именно, при замедлении джета увеличивается угол между вектором скорости джета и лучом зрения в системе отсчета наблюдателя. Доплер-фактор кпк-джета [29] равен

$$\delta_{\rm kpc} = \delta_{\rm pc} \frac{\sin \theta_{\rm pc}}{\sin \theta_{\rm kpc}} = 1.02. \tag{3}$$

Тогда скорость кпк-джета может быть равна 0.025_c или 0.971_c . Так как проявления замедления джетов обнаруживаются уже на расстояниях 100 пк от ядра [35], то первое значение представляется более вероятным.

2.4. Ожидаемый поток от джета в гамма-диапазоне

Поток в анализируемом диапазоне частот, соответствующих энергии фотонов 0.2-6 кэВ, образуется за счет ОКР фотонов с частотой $\omega_{0, j}$. Энергии взаимодействующих при этом частиц схемаБУТУЗОВА



Рис. 3. Схемы фотонного (слева) и электронного (справа) спектров. Одинаковыми символами обозначены участки спектров, дающие основной вклад в поток рассеянного излучения на разных частотах. Закрашенный круг соответствует энергиям взаимодействующих частиц, производящих излучение в диапазоне энергий фотонов 0.2–6 кэВ, квадрат – энергиям частиц, производящих излучение на больших частотах, звездочка – на меньших частотах.

тично отмечены закрашенными кружками на рис. 3. Так как частота рассеянного фотона однозначно определяется частотой фотона до рассеяния ω_j и Лоренц-фактором электрона Γ (напр., [36]),

$$\omega_{\rm IC} = k_{\rm IC} \omega_{\rm i} \Gamma^2, \qquad (4)$$

где $k_{\rm IC} = 4/3/(1 + z)$, то ОКР фотонов с частотой $\omega_{0,i}$ действует в интервале от $\omega_{X, brl} = k_{IC} \omega_{0,i} \Gamma_{min}^2$ до $\omega_{X, br2} = k_{IC} \omega_{0, j} \Gamma_{max}^2$, где Γ_{min} и $\Gamma_{max} - Лоренц-фак$ торы нижней и верхней границы степенного энергетического спектра электронов, соответственно. На частотах выше $\omega_{X, br2}$ рассеянное излучение образуется за счет ОКР фотонов участка 2 спектра ЦИ на электронах с Г_{тах} и имеет спектральный индекс, равный α₂. На рис. 3 энергии взаимодействующих частиц в этом случае отмечены закрашенными квадратами. При неизменной энергии рассеивающих электронов рост ω_{IC} обеспечивается рассеянием фотонов со все большей частотой. Рассеяние фотонов ЦИ с максимальной частотой $\omega_{max,i}$ производит рассеянное излучение на частоте $\omega_{X, \max} = k_{IC} \omega_{\max,j} \Gamma_{\max}^2$, выше которой спектр высокоэнергетического излучения обрывается. На частотах ниже $\omega_{X, brl}$ рассеянный поток образуется за счет ОКР фотонов участка 1 спектра ЦИ на электронах с Г_{тіп} и имеет спектральный индекс, равный α₁. Энергии взаимодействующих частиц отмечены звездочками на рис. 3.

Смоделированный спектр рассеянного излучения при ОКР/ЦИ показан на рис. 4. Также

приведены верхние ограничения на поток от кпкджета в оптическом [20] и гамма-диапазонах [25]. Спектр построен при параметрах: $\Gamma_{\min} = 300$ и $\Gamma_{\rm max} = 10^5$, последний из которых был выбран таким образом, чтобы при магнитном поле $\sim 10^{-6}$ Гс отсутствовало синхротронное излучение на частоте выше 15 ГГц. Значение $\Gamma_{\rm max}$ определяет частоты $\omega_{X, br2}$ и $\omega_{X, max}$. Из рис. 4 видно, что изменение этих частот не приведет к превышению модельного потока рассеянного излучения в гаммадиапазоне над значениями, установленными как верхний предел на наблюдаемый поток. Требование отсутствия излома в спектре рассеянного излучения на частотах, соответствующих энергии 0.2–6 кэВ, дает $\Gamma_{\min} \leq 300$. С другой стороны, $\Gamma_{\rm min} \gtrsim 300$ необходимо для удовлетворения верхнему ограничению на оптический поток. Отметим, что инверсный спектр на низких радиочастотах объясняется поглощением, действующим в среде парсекового джета [16, 37, 38]. Тот факт, что низкочастотный спектр OJ 287 не такой крутой, как ожидается при поглощении, может объясняться тем, что на низких частотах углового разрешения одиночной антенны недостаточно для разделения излучения компактного ядра и килопарсекового джета. Поэтому излучение килопарсекового джета вносит сушественный вклад в наблюдаемое общее излучение блазара ОЈ 287 на частотах, относящихся к участку 1 спектра ЦИ. Тогда действительный спектр ЦИ на этих частотах может быть круче и, следовательно, спектр рассеянного излучения на частотах от $\omega_{x \min}$ до $\omega_{X, brl}$ в действительности круче, и соответствие



Рис. 4. Модельный спектр высокочастотного излучения узлов джета OJ 287. Суммарное излучение от узлов J2, J3 и J4 при OKP/ЦИ показано сплошной линией, излучение узла J5 при OKP на реликтовом фоне для рассматриваемого субрелятивистского джета – штриховой линией. Точками и треугольниками соответствующих цветов показаны наблюдаемые рентгеновские потоки при энергии фотонов 1 кэВ и неопределенности определения спектрального индекса рентгеновского излучения, соответственно. Штриховые вертикальные линии обозначают частоты излома в спектре узлов при OKP/ЦИ. Закрашенные области отмечают рабочие диапазоны *Chandra* и *Fermi*-LAT. Короткими черными линиями указаны потоки и верхнее ограничение на них в оптическом и гамма-диапазонах. При построении энергетический спектр электронов полагался степенны́м в диапазоне от $\Gamma_{min} = 300$ до $\Gamma_{max} = 10^5$.

верхнему пределу на оптический поток будет выполняться при меньших Г_{min}.

3. ПРЕЦЕССИЯ КПК-ДЖЕТА

Для интерпретации свойств долговременной оптической переменности и РСДБ-наблюдений джета ОЈ 287 часто предполагается прецессия центральной машины и винтовой джет. Поэтому естественно ожидать обнаружения признака прецессии на кпк-масштабах, который проявлялся бы в виде изогнутого джета. Подобный изогнутый джет наблюдается до 16" от ядра (от этой части зарегистрировано рентгеновское излучение, см. рис. 1), и, по-видимому, изгиб продолжается до 27.4", где обнаруживается самая дальняя от ЦИ деталь кпк-джета при наблюдении на частоте 1.4 ГГц [19]. Полагая, что максимальная разница РА, наблюдающаяся для этого узла, и J1 является удвоенным отклонением от РА оси конуса прецессии (2 Δ PA = 53°), то отношение угла оси конуса прецессии с лучом зрения $\theta_{0, kpc}$ к углу полураствора конуса прецессии ξ_{kpc} может быть найдено из выражения (3) в [39]:

$$\operatorname{tg} \Delta \mathbf{P} \mathbf{A} = \left[\left(\frac{\boldsymbol{\theta}_{0, \, \mathrm{kpc}}}{\boldsymbol{\xi}_{\mathrm{kpc}}} \right)^2 - 1 \right]^{-1/2}.$$
 (5)

Получено $\theta_{0, kpc}/\xi_{kpc} = 2.25$, что примерно соответствует аналогичному отношению $\theta_{0, pc}/\xi_{pc} = 2.57$ для пк-масштабов ($\theta_{0, pc} = 1.8^{\circ}, \xi_{pc} = 0.7^{\circ}$ [13]). Воспользовавшись формулой (3) для $\theta_{pc} = \theta_{0,pc} + \xi_{pc}$, мы нашли угол полураствора конуса прецессии кпк-джета $\xi_{kpc} \approx 18^{\circ}$.

Расстояние ΔR между самым дальним узлом в радиодиапазоне и узлом J1 — это половина длины волны изогнутого прецессией джета в проекции на картинную плоскость. Анализ рентгеновских наблюдений дает необходимый угол с лучом зре-



Рис. 5. Схема, иллюстрирующая изменение азимутального угла на фиксированном расстоянии от вершины конуса при движении компонентов джета по образующим конуса прецессии. Показан один компонент джета (закрашенный круг) и часть джета вблизи него (толстая линия). Отмечены геометрические и кинематические параметры, используемые для определения $\Delta \phi$.

ния θ_{kpc} и скорость β_{kpc} кпк-джета. Тогда период прецессии в системе отсчета наблюдателя равен

$$T_{\rm kpc} = \frac{2\Delta R}{\beta_{\rm kpc} c \sin \theta_{\rm kpc}}.$$
 (6)

Для расчета $T_{\rm kpc}$ по формуле (6) необходимы значения $\theta_{\rm kpc}$ и $\beta_{\rm kpc}$. Оценка этих параметров может быть получена из анализа механизмов образования рентгеновского излучения кпк-джета. На данный момент есть два конкурирующих механизма, дающие принципиально различные оценки $\theta_{\rm kpc}$ и $\beta_{\rm kpc}$. В рамках ОКР/ЦИ $\theta_{\rm kpc} \approx 38^{\circ}$ и $\beta_{\rm kpc} = 0.025$. С другой стороны, модель beamed IC/CMB подразумевает ультрарелятивистский кпк-джет. Для него по одной оценке $\delta_{\rm kpc} = 2.6^{\circ}$ [25], что невозможно для вещественных $\beta_{\rm kpc}$, по другой оценке $\delta_{\rm kpc} = 8$ и $\theta_{\rm kpc} = 3.8^{\circ}$ до изгиба и 7° для конечных участков рентгеновского джета [20]. Последний набор параметров пред-

полагает $\beta_{\rm kpc} = 0.97$, которое мы используем в дальнейших вычислениях. Таким образом, для ОКР/ЦИ $T_{\rm kpc}^{\rm IC/CS} = 4.5 \times 10^7$ лет, для beamed IC/CMB $T_{\rm kpc}^{\rm IC/CMB} = 8.1 \times 10^6$ лет.

Период прецессии (12 лет), определяемый по оптическим данным, никак не проявляется на кривых блеска в радиодиапазоне. Более того, период переменности потока в радиодиапазоне и период изменения РА внутреннего джета примерно соответствуют друг другу (≈25-30 лет [14, 40, 41]) и позволяют соотнести их образование с винтовой формой джета из-за прецессии. Эти периоды существенно меньше найденных здесь периодов. Но учитывая различные скорости и масштабы джетов, возможно, удастся их согласовать. Для этого найдем выражение для периода через изменение азимутального угла на некотором расстоянии от вершины конуса прецессии (см. рис. 5). Излучающая на некоторой частоте область находится на постоянном расстоянии d от вершины конуса. Отметим, что вершина конуса может не совпадать ни с началом джета, ни с положением ЧД. Тогда малое изменение азимутального угла на расстоянии *d* составляет

$$\Delta \varphi \approx \frac{v \Delta t \operatorname{tg} \rho}{(d + v \Delta t) \cos \xi},\tag{7}$$

где ρ — угол закрутки вещества джета. Учитывая, что $d \gg v\Delta t$ и $T = n\Delta t$, находим отношение периодов величин, соответствующих пк- и кпк-масштабам:

$$\frac{T_{\rm pc}}{T_{\rm kpc}} = \frac{d_{\rm pc}\cos\xi_{\rm pc}\beta_{\rm kpc}}{d_{\rm kpc}\cos\xi_{\rm kpc}\beta_{\rm pc}}.$$
(8)

Авторы [13] объяснили различие периодов в оптическом и радиодиапазоне нерадиальным движением компонентов джета и тем, что область, ответственная за оптическое излучение, находится ближе к истинному началу джета, чем РСБДядро и пк-джет. Как видно из формулы (8), несоответствие периодов в оптическом и радиодиапазонах при радиальном движении также может быть объяснено различием в расстояниях от вершины конуса до областей, ответственных за наблюдаемые величины. Единственный параметр в выражении (8), не имеющий надежной оценки, это $d_{\rm pc}$. Для РСДБ-ядра он может быть оценен в d < 10.3 пк [13] по астрометрическому смещению положения РСДБ-ядра при разных частотах наблюдений [16]. Тогда для оптически излучающей области можно считать $d_{\rm pc} \approx 4$ пк.

С одной стороны, более 30 лет рассматривается период прецессии ОЈ 287 в 12 лет в системе отсчета наблюдателя. С другой стороны, эта периодичность может возникать в джете, имеющим винтовую форму вследствие развития гидродина-



Рис. 6. Отношение периодов прецессии, определяемых на пк- и кпк-масштабах. Черный цвет соответствует величинам, найденным в рамках ОКР/ЦИ, серый – beamed IC/CMB. Изогнутые линии показывают выражение (8) в зависимости от углового расстояния от ядра при подстановках: $\xi_{pc} = 0.7^{\circ}$, $\xi_{kpc} = 18.1^{\circ}$, $\beta_{pc} = 0.9979$, $\beta_{kpc} = 0.025$ (для ОКР/ЦИ) и $\xi_{pc} = 0.7^{\circ}$, $\xi_{kpc} = 2.3^{\circ}$, $\beta_{pc} = 0.9979$, $\beta_{kpc} = 0.97$ (для beamed IC/CMB). Прямые линии отмечают соответствующие отношения периодов 92 ± 8 (сплошные) и 12 лет (штриховые) к величинам T_{kpc} , найденным в разделе 3.

мических неустойчивостей, тогда как реальный период прецессии отражается в модуляции пиковых значений потока во время 12-летних вспышек [13]. В рамках этого предположения был оценен период прецессии центральной машины OJ 287 в 92 \pm 8 лет в системе отсчета наблюдателя. что соответствует 1200 лет в системе отсчета источника [13]. Чтобы проверить, насколько соответствуют периоды, относящиеся к величинам на пк-масштабах к периоду, найденному по изогнутости кпк-джета, мы сопоставили значение $d_{\rm kpc}$ с угловым расстоянием R, которое изменяли от 3''до 28", т.е. до расстояния, на котором перестает детектироваться в радиодиапазоне кпк-джет ОЈ 287. Ожидаемое из формулы (8) отношение периодов на пк- и кпк-масштабах для ОКР/ЦИ и для модели beamed IC/CMB приведено на рис. 6. Видно, что в предположении ОКР/ЦИ период прецессии, определяемый по кпк-джету, согласуется с периодом прецессии винтового джета 92 года [13].

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

ОЈ 287 — первый объект, для которого было предположено существование системы двойных

черных дыр на основе периодичности долговременной оптической кривой блеска [1]. Нетепловой спектр ОЈ 287 со слабым излучением в линиях подразумевает, что практически все наблюдаемое оптическое излучение образуется в релятивистском джете. Тогда период переменности естественно может быть объяснен изменением угла зрения джета из-за винтовой формы джета, обусловленной прецессией центральной машины [3, 4, 10]. Но все равно для получения такого малого периода прецессии необходимо предположение о двойной ЧД в центре ОЈ 287.

Многолетние РСДБ-наблюдения пк-джета OJ 287, выполненные с помощью Very Long Baseline Array (США) на частотах 43 ГГц [12] и 15 ГГц [14, 13] обнаруживают изменение положения джета с (квази)периодом ≈22–28 лет. С этой величиной хорошо согласуется период долговременной переменности плотности потока радиоизлучения ≈25 лет. Различие периодов, определяемых по данным в оптическом и радиодиапазонах, объясняется тем, что излучение соответствующих частот приходит от разных частей джета: излучающая в оптическом диапазоне область находится ближе к истинному началу джета, чем РСДБ-ядро [13].

Бритзен и др. [14] показали, что возникновение периода продолжительностью ≈25 лет возможно как в системе двойной ЧД, так и при некоторых параметрах, в системе одиночной ЧД. С другой стороны, было показано [13], что наблюдаемые в радио- и оптическом диапазонах периоды могут образовываться в винтовом джете, приобретшем эту форму вследствие развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, тогда как прецессия этого винтового джета может отражаться в различии пиковых потоков во время 12-летних вспышек. Найденный в рамках данных предположений период прецессии оказался равным 92 года в системе отсчета наблюдателя, что соответствует 1200 годам в системе отсчета источника. Прецессия с этим периодом может происхолить в системе олиночной сверхмассивной ЧЛ и ее аккреционного диска [13]. Отдать преимущество одному из двух предположений о центральной машине OJ 287 на основе имеющихся фотометрических оптических и РСДБ-данных невозможно. С другой стороны, блазар ОЈ 287 имеет ≈28" искривленный кпк-джет. Поэтому, предполагая, что эта изогнутость обусловлена прецессией центральной машины, можно найти период кпк-джета и, согласовывая с величинами, относящимися к пк-масштабу, сделать вывод о том, одиночная или двойная ЧД в центре ОЈ 287. Важно отметить, что недавние исследования рентгеновского спектра нескольких квазаров не обнаружили доказательств присутствия двойных сверхмассивных ЧД [42].

Для этой цели необходимо знание скорости и угла с лучом зрения кпк-джета. Эти параметры возможно оценить из анализа рентгеновского излучения кпк-джета. Но в настоящий момент есть два предположения о механизмах образования рентгеновского излучения для джета ОЈ 287. Это ОКР/ЦИ и beamed IC/CMB [22, 23]. Последнее из них широко использовалось лля интерпретации свойств кпк-джетов квазаров с доминирующими ядрами, но в свете данных, полученных *Fermi*-LAT, уже опровергнуто для ряда объектов [26, 27], за исключением ОЈ 287 [25]. Поэтому мы для анализа также использовали данные о скорости и ориентации кпк-лжета, полученные в рамках модели beamed IC/CMB. ОКР/ЦИ рассматривалось для нескольких объектов и дало интерпретацию наблюдаемых распределений яркости вдоль джета, сходству и различию спектральных индексов, определяемых в радио- и рентгеновском диапазонах, без дополнительных предположений [29, 30].

Основные полученные результаты таковы.

1. Показано, что ОКР/ЦИ является возможным механизмом образования рентгеновского излучения кпк-джета ОЈ 287. При этом ожидаемый поток в гамма-диапазоне не превышает установленную по данным *Fermi*-LAT верхнюю границу для него [25].

2. В рамках ОКР/ЦИ скорость и угол кпк-джета с лучом зрения равны 0.025c и $\approx 38^{\circ}$ соответственно.

3. Согласие периодов, найденных на основе пк- и кпк-данных, присутствует только для периода, найденного в рамках ОКР/ЦИ. При этом период спирали кпк-джета хорошо согласуется только с периодом прецессии 92 года (в системе отсчета наблюдателя), ожидаемым в предположении одиночной сверхмассивной ЧД в центре OJ 287.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование поддержано грантом РНФ № 19-72-00105.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. A. Sillanpaa, S. Haarala, M. J. Valtonen, B. Sundelius, and G. G. Byrd, Astrophys. J. **325**, 628 (1988).
- 2. C. Villforth, K. Nilsson, J. Heidt, L. O. Takalo, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **402**, 2087 (2010).
- 3. *M. Villata, C. M. Raiteri, A. Sillanpaa, and L. O. Takalo,* Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **293**, L13 (1998).
- 4. J. I. Katz, Astrophys. J. 478, 527 (1997).
- 5. *H. J. Lehto and M. J. Valtonen*, Astrophys. J. **460**, 207 (1996).
- 6. *T. Sbarrato, G. Ghisellini, L. Maraschi, and M. Colpi,* Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **421**, 1764 (2012).
- 7. L. Titarchuk and E. Seifina, Astron. and Astrophys. 602, id. A113 (2017).
- 8. *P. Kushwaha, A. C. Gupta, P. J. Wiita, H. Gaur, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **473**, 1145 (2018).
- 9. P. Kushwaha, Galaxies 8, 15 (2020).
- 10. *M. Valtonen and P. Pihajoki*, Astron. and Astrophys. 557, id. A28 (2013).
- 11. M. Cohen, Galaxies 5, 12 (2017).
- I. Agudo, A. P. Marscher, S. G. Jorstad, J. L. Gromez, M. Perucho, B. G. Piner, M. Rioja, and R. Dodson, Astrophys. J. 747, id. 63 (2012).
- 13. *M. S. Butuzova and A. B. Pushkarev*, Universe **6**, 191 (2020).
- 14. S. Britzen, C. Fendt, G. Witzel, S. J. Qian, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **478**, 3199 (2018).
- 15. Y. Y. Kovalev, K. I. Kellermann, M. L. Lister, D. C. Homan, et al., Astrophys. J. **130**, 2473 (2005).
- A. B. Pushkarev, T. Hovatta, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, A. P. Lobanov, T. Savolainen, and J. A. Zensus, Astron. and Astrophys. 545, id. A113 (2012).
- 17. P. E. Hardee, Astrophys. J. 257, 509 (1982).
- 18. S. Appl, H. Sol, and L. Vicente, Astron. and Astrophys. **310**, 419 (1996).
- 19. E. S. Perlman and J. T. Stocke, Astron. J. 108, 56 (1994).
- 20. A. P. Marscher and S. G. Jorstad, Astrophys. J. 729, id. 26 (2011).

- 21. B. Yanny, B. T. Jannuzi, and C. Impey, Astrophys. J. 484, L113 (1997).
- 22. F. Tavecchio, L. Maraschi, R. M. Sambruna, and C. M. Urry, Astrophys. J. 544, L23 (2000).
- 23. A. Celotti, G. Ghisellini, and M. Chiaberge, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **321**, L1 (2001).
- D. E. Harris and H. Krawczynski, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 44, 463 (2006).
- E. T. Meyer, A. R. Iyer, K. Reddy, M. Georganopoulos, P. Breiding, and M. Keenan, Astrophys. J. Letters 883, id. L2 (2019).
- E. T. Meyer and M. Georganopoulos, Astrophys. J. Letters 780, id. L27 (2014).
- E. T. Meyer, M. Georganopoulos, W. B. Sparks, L. Godfrey, J. E. J. Lovell, and E. Perlman, Astrophys. J. 805, id. 154 (2015).
- 28. M. S. Mikhailova, E. Y. Bannikova, and V. M. Kontorovich, Astron. Rep. 54, 481 (2010).
- M. S. Butuzova and A. B. Pushkarev, Astrophys. J. 883, id. 131 (2019).
- 30. M. S. Butuzova, A. B. Pushkarev, E. S. Shablovinskaya, and S. V. Nazarov, Astron. Rep. 64, 894 (2020).

- 31. J. M. Dickey and F. J. Lockman, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 28, 215 (1990).
- 32. M. L. Lister, D. C. Homan, T. Hovatta, K. I. Kellermann, et al., Astrophys. J. 874, id. 43 (2019).
- 33. J. E. Conway and D. W. Murphy, Astrophys. J. 411, 89 (1993).
- 34. E. Komatsu, J. Dunkley, M. R. Nolta, C. L. Bennett, et al., Astrophys. J. Suppl. 180, 330 (2009).
- D. C. Homan, M. L. Lister, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, T. Savolainen, K. I. Kellermann, J. L. Richards, and E. Ros, Astrophys. J. 798, id. 134 (2015).
- A. G. Pacholczyk, Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources (San Francisco: Freeman, 1970).
- 37. V. I. Slish, Nature 199, 682 (1963).
- 38. A. P. Lobanov, Astron. and Astrophys. 330, 79 (1998).
- 39. M. S. Butuzova, Astron. Rep. 62, 116 (2018).
- 40. *M. I. Ryabov, A. L. Sukharev, and H. I. Donskykh*, Radio Physics and Radio Astronomy **21**, 161 (2016).
- 41. A. L. Sukharev, M. I. Ryabov, and V. V. Bezrukovs, Radio Physics and Radio Astronomy 24, 254 (2019).
- 42. *M. L. Saade, D. Stern, M. Brightman, Z. Haiman, et al.*, Astrophys. J. **900**, id. 148 (2020).

УДК 524.35

ПЕРЕМЕННОСТЬ СПЕКТРА МОЛОДОГО ОСТАТКА СВЕРХНОВОЙ G11.2–0.3

© 2021 г. В. П. Иванов^{1, *}, А. В. Ипатов¹, И. А. Рахимов¹, Т. С. Андреева¹

¹ Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

**E-mail: ivanov_vp41@mail.ru* Поступила в редакцию 20.01.2021 г. После доработки 23.03.2021 г. Принята к публикации 31.03.2021 г.

Уточнен спектр G11.2–0.3 путем приведения опубликованных данных измерений интенсивностей к шкале потоков "искусственная луна" и исследована динамика его изменений на различных временных шкалах от 0.4 до более ~50 лет. Обнаружен рост потоков радиоизлучения G11.2–0.3 в течение \geq 30 лет на волнах 3 см $\leq \lambda \leq$ 375 см с частотной зависимостью: средняя скорость изменений убывает пропорционально log(f), и на частотах $f \geq$ 10 ГГц рост сменился падением. Измерения на радиотелескопе PT-32 обсерватории "Светлое" (ИПА РАН) в 2013–2019 гг. показали уменьшение потоков G11.2–0.3 на фоне быстрых нестационарных изменений со средней скоростью (-5.4 ± 6.6)%/год на длине волны $\lambda = 6.2$ см и (-1.5 ± 0.9)%/год на $\lambda = 3.5$ см. Этапы роста и падения потоков разделяет эпоха 2016.9 \pm 0.6. Спектр G11.2–0.3 является суммой спектров оболочки и плериона, параметры каждого из них были определены по разработанной нами методике на эпоху 1972.5. Получены значения спектральных индексов α 1 оболочки и α 2 PWN: α l₁₉₇₂ = 0.77; α 2₁₉₇₂ = 0.251. Динамика радиоизлучения остатка отражает сценарий взаимодействия ударной волны и CSM. Обсуждаются возможные причины эволюционных и нестационарных изменений.

Ключевые слова: остаток сверхновой, плерион, ударная волна, радиотелескоп **DOI:** 10.31857/S0004629921080053

1. ВВЕДЕНИЕ

Остаток сверхновой (ОСН) G11.2–0.3 относится к типу "С" остатков, называемых комбинированными, т.е. имеет расширяющуюся оболочку с расположенной внутри нее туманностью пульсарного ветра (PWN, плерион), окружающей центральный пульсар PSR J1811–1925. Впервые плерион и пульсар в G11.2–0.3 обнаружены в рентгеновском диапазоне из наблюдений ASCA, о чем сообщалось в [1, 2].

G11.2–0.3 – один из трех или четырех самых молодых OCH с коллапсом ядра (core-collapse supernovae, CC SNR) в Галактике. Оставшаяся после взрыва нейтронная звезда действует как пульсар, создавая PWN в середине расширяющегося выброса. В работе [3] отмечена особенность морфологии плериона в жестком рентгеновском диапазоне: источник синхротронного излучения содержит две противоположно направленные струи, не имеющие аналогов в радиоизлучении.

Возраст остатка по данным измерения скорости расширения туманности в рентгеновском диапазоне на основе наблюдений Chandra оценивается в пределах 1400–2400 лет [3]. Измерения в

радиодиапазоне с высоким угловым разрешением выявили круговую симметрию внешней границы G11.2-0.3. Зависимость плотности потока S от частоты f близка к степенной в виде $S(f) \propto f^{-\alpha}$ со спектральным индексом $\alpha = 0.5$ [4]. По данным [5], спектральные индексы оболочки плериона составляют $\alpha_s = 0.56 \pm 0.02$ И $\alpha_P = 0.25^{+0.05}_{-0.10}$ соответственно, а плотности потоков имеют следующие значения: $S_t = 16.6 \pm 0.9$ Ян $(\lambda$ см) и 8.4 ± 0.9 Ян (λ = 6 см), S_P = 0.36 ± 0.23 Ян $(\lambda \text{ см})$ и 0.32 ± 0.18 Ян ($\lambda = 6 \text{ см}$), $S_S = 16.2 \pm 1.1$ Ян $(\lambda \text{ см})$ и 8.0 ± 1.1 Ян ($\lambda = 6 \text{ см}$), где обозначено: S_t - плотности потоков всего источника, S_P плериона и S₅ – оболочки. Опираясь на эти данные, можно оценить вклад плериона в полный поток ОСН. На длинах волн $\lambda = 20$ см и 6 см он составил 2.2 и 3.8% соответственно.

Угловой диаметр оболочки G11.2–0.3 составляет 4' [4], объект находится, согласно [6], на расстоянии $d \approx 5$ кпк от земного наблюдателя; по другим оценкам d может быть равным от 4.4 кпк [6] до 5.5–7 кпк [7].

Таблица 1. Параметры радиотелескопа РТ-32 обсерватории "Светлое" (ИПА РАН)

f, МГц	<i>T</i> _{пр} , К	<i>Т</i> _{ша} , К	<i>Т</i> _{сис} , К	$\Delta f, M \Gamma$ ц	КИП	HPBW, '
1550	10	38	48	450	0.6	21.9
2370	10	37	50	450	0.48	14.6
4840	10	23	33	1000	0.6	6.96
8450	12	27	39	1000	0.56	3.94

Примечание. Приведены: f — частота; $T_{\rm пp}$ — шумовая температура входа приемника; $T_{\rm ша}$ — шумовая температура антенны; $T_{\rm сис}$ — шумовая температура системы; Δf — полоса пропускания приемника; КИП — коэффициент использования поверхности; НРВW — ширина диаграммы направленности на уровне 0.5 по мощности в угловых минутах. Поляризация всех облучателей круговая.

На основании морфологии ОСН по данным наблюдений G11.2-0.3 на VLA с разрешением 3" на двух частотах авторы [6] пришли к выводу, что G11.2-0.3 - это аналог Cas A на более поздней стадии эволюции. В работе [8], опубликованной в 1960 г., И.С. Шкловский предсказал эволюционное вековое уменьшение потока у остатков сверхновых и показал, что у молодых ОСН, в частности у Cas A, эффект может быть измерен, что вскоре подтвердилось наблюдениями. Установлено, что радиоспектры молодых ОСН испытывают эволюционные и нестационарные изменения [9–13], изучение которых важно для понимания физики этих объектов, поэтому актуальна задача обнаружения и изучения переменности ОСН G11.2-0.3. Данные радионаблюдений ОСН G11.2-0.3 на разных частотах опубликованы в нескольких десятках работ. Для уточнения спектра G11.2-0.3, выявления динамики его эволюционных и нестационарных изменений необходимы как дальнейшие измерения плотностей потоков, так и приведение опубликованных данных в единую систему на основе точной абсолютной шкалы потоков.

В работе представлены измерения плотностей потоков G11.2–0.3 на радиотелескопе PT-32 обсерватории "Светлое" (ИПА РАН), а также результаты сведения опубликованных данных в единую систему на основе шкалы потоков "искусственная луна" (ИЛ) [14] с целью уточнения спектра этого источника и исследования его вариаций.

2. ИЗМЕРЕНИЯ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РТ-32 ОБСЕРВАТОРИИ "СВЕТЛОЕ" (ИПА РАН)

Измерения плотностей потоков ОСН G11.2– 0.3 относительно стандартов шкалы потоков ИЛ в 2013–2019 гг. Параметры полноповоротного параболического радиотелескопа РТ-32 диаметром 32 м обсерватории "Светлое" (ИПА РАН) приведены в табл. 1 [15–17].

Плотности потоков исследуемых источников измерены относительно источников – стандартов шкалы потоков ИЛ [14]. Шкала потоков ИЛ основана на абсолютных измерениях по методу "искусственной луны", превосходящему по точности другие методы и включает в себя более 15 стандартных источников со спектрами, перекрывающими диапазон частот 38 МГц-200 ГГц. Существенным отличием от других шкал и преимуществом шкалы ИЛ является независимый от абсолютных измерений контроль формы спектров источников (метод относительных спектров). Шкала потоков ИЛ адаптирована на частоты до 200 ГГи и более на основе стандартного спектра Крабовидной туманности, подробно исследованного путем абсолютных измерений по методу "искусственной луны" [10]. Спектр Крабовидной туманности степенной, и на основе метода относительных спектров показано, что степенной закон выполняется, по крайней мере, до 200 ГГи:

$$S(f) = S_0 \left(\frac{f}{f_0}\right)^{-\alpha},\tag{1}$$

где S(f) Ян — плотность потока на частоте f МГц; S_0 Ян — параметр, равный плотности потока на частоте f_0 МГц; α — спектральный индекс. Среднее значение $\alpha = 0.327 \pm 0.002$ и не зависит от времени; $\frac{1}{S} \frac{dS}{dt} = (-0.159 \pm 0.024)$ %/год; $S_0 = (937 \pm 22)$ Ян на частоте $f_0 = 1$ ГГц на эпоху 1992.7.

Основным стандартом радиоизлучения в шкале потоков ИЛ является внегалактический источник 3C295. Его характеризуют стабильное на волнах длиннее 1 см радиоизлучение и малые угловые размеры: $5'' \times 1''$ [18]. В шкале потоков ИЛ спектр 3C295 в диапазоне частот 1425—8450 МГц определяется степенной функцией (1) с параметрами: $\alpha = 1.007$; $S_0 = 8.249$ Ян на частоте $f_0 = 3500$ МГц.

На радиотелескопе PT-32 можно измерять отношения плотностей потоков исследуемых источников и стандартов шкалы потоков ИЛ на 4 частотах: 1550, 2370, 4840, 8450 МГц. Абсолютные плотности потоков ОСН получены по измеренным отношениям потоков ОСН и стандартов шкалы ИЛ.

Методика коррекции данных и определения погрешностей измерений подробно изложена в работе [13]. Погрешности измерений включают среднеквадратичное отклонение отношений пиковых антенных температур, которое не превышало 3%, а также погрешности поправки за частичное разрешение G11.2–0.3 диаграммой направленности антенны. Методика определения этой поправки также подробно описана в работе [13]. Погрешность коррекции за разрешение источника зависит от разности профилей антенной температуры скана и аппроксимирующей гауссианы. В случае G11.2-0.3 профили сканов вдоль обеих осей мало отличаются от гауссиан, и погрешность поправок, максимальная для длины волны $\lambda = 3.5$ см, не превысила 2.5%. Профили определялись путем усреднения двух противоположно направленных сканов. При наблюдениях применялась методика "on"-"off" и направление позиционного угла источника при наведении на него антенны с круговой поляризацией и круговой симметрией луча поправок не требует. Коррекция за атмосферное поглощение вводилась в виде множителя e^{γ} , где $\gamma = A_{\lambda} / \sin(h)$, h -угол места (высота) антенны. Для волн 18, 13, 6.2 и 3.5 см *А*, составляет, соответственно, 0.01, 0.011, 0.012 и

0.013. Причиной погрешности определения плотности потока ОСН при сравнении со стандартом 3С295 может быть различие спектральных индексов (соответственно ≈0.5 и 1.007). В нашем случае погрешность не превышает 0.3% и поправки не вволились.

Измерения плотностей потоков G11.2–0.3 выполнены на частотах 4840 и 8450 МГц между апрелем 2013 г. и октябрем 2019 г. На обеих частотах измерения повторялись с целью выявления изменений в излучении источника. Плотности потоков G11.2–0.3, определенные на частотах 4840 и 8450 МГц между эпохами 2013.34 и 2019.89 в шкале потоков ИЛ, приведены в табл. 2. Поскольку измерения выполнялись на одном радиотелескопе и в одинаковых условиях, в табл. 2 приведены только случайные погрешности.

Рисунок 1 представляет данные табл. 2 в логарифмическом масштабе, что позволяет визуально оценить соответствие временных последовательностей log(S) линейному закону. log(S) зависит от времени линейно, если скорость изменения

потока
$$\frac{1}{S}\frac{dS}{dt} = \text{const.}$$

Рисунок 2 также иллюстрирует данные табл. 2, однако для лучшего восприятия деталей наблюдаемого процесса, на рис. 2 временной интервал ограничен в пределах 2018.2–2020.0.

Линейная аппроксимация зависимости log(S(t)) на волне $\lambda = 6.2$ см по данным табл. 2 имеет вид:

$$\log_{10}(S) = (48.19 \pm 57.63) - (0.023 \pm 0.029)t.$$
(2)

То же на волне $\lambda = 3.5$ см:

$$\log_{10}(S) = (13.84 \pm 7.58) - (0.0065 \pm 0.0038)t, \quad (3)$$

где t = Epoch.

Таблица 2. Плотности потоков ОСН G11.2–0.3 по данным измерений на радиотелескопе РТ-32

Epoch	f, МГц	Sam, Ян	σ, Ян
2013.34	8450	7.016	0.20
2015.509	8450	6.543	0.19
2017.949	4840	8.811	0.26
2017.99	4840	9.153	0.30
2018.03	4840	8.703	0.25
2018.209	4840	8.426	0.24
2018.38	8450	6.979	0.33
2018.387	8450	6.846	0.20
2018.39	8450	6.386	0.10
2018.39	4840	8.081	0.23
2018.40	4840	8.895	0.28
2018.518	8450	6.679	0.20
2018.54	8450	6.575	0.19
2018.57	8450	6.758	0.21
2018.74	4840	11.853	0.34
2018.79	8450	6.719	0.20
2018.80	4840	7.945	0.32
2018.81	4840	8.427	0.24
2018.85	8450	6.799	0.20
2018.86	4840	7.977	0.27
2018.89	4840	7.766	0.23
2018.97	4840	7.136	0.39
2019.09	8450	6.611	0.59
2019.11	4840	7.643	0.31
2019.26	8450	5.616	0.16
2019.29	4840	8.309	0.30
2019.37	8450	6.320	0.40
2019.66	4840	8.213	0.33
2019.89	8450	6.236	0.18

Примечание. Приведены: Еросh — эпоха измерения; f — частота; Sam — плотность потока (am — artificial moon); σ — случайная погрешность измерения.

На волне $\lambda = 6.2$ см в интервале времени 2017.95–2019.66 плотность потока в среднем уменьшалась со скоростью: $d(\ln S(t))/dt = -(0.054 \pm \pm 0.066)$, т.е. $\frac{1}{S} \frac{dS}{dt} = (-5.4 \pm 6.6)$ %/год, а на волне $\lambda = 3.5$ см в интервале времени 2013.34–2019.89 плотность потока также в среднем уменьшалась со скоростью: $d(\ln S(t))/dt = -(0.015 \pm 0.009)$, т.е. $\frac{1}{S} \frac{dS}{dt} = (-1.5 \pm 0.9)$ %/год.

Наблюдалось крупномасштабное во времени уменьшение плотностей потоков на обеих частотах в указанных временны́х интервалах при нали-



Рис. 1. Логарифмы плотностей потоков ОСН G11.2-0.3 по данным табл. 2.



Рис. 2. Распределение логарифмов плотностей потоков ОСН G11.2-0.3 в интервале времени 2018.3-2020.0 на длинах волн $\lambda = 6.2$ и 3.5 см по данным табл. 2.

чии значимых быстрых отклонений текущих значений log(S) от средних зависимостей. Наибольшие отклонения log(S) от средних значений наблюдались на волне $\lambda = 6.2$ см в эпохи 2018.74 (+11.7 σ) и 2018.97 (-3.1 σ), а на волне $\lambda = 3.5$ см в эпоху 2019.26 (-5.2 σ).

На волне $\lambda = 6.2$ см в интервале времени 2018.74—2019.58 наблюдался процесс изменения *S* относительно среднего уровня от (+39%) в эпоху 2018.74 до (-18%) в эпоху 2018.97 и выход на средний уровень в эпоху 2019.58. Подобная, но менее подробная картина наблюдалась на волне

п	Epoch	f, МГц	Sam, Ян	Err, Ян	Ѕр, Ян	Source	k	Ссылки
1	1966.95	2695	9.61	0.96	11	3C274	0.87	19
2	1967.68	5000	10.11	1.01	11	3C274	0.92	19
3	1967.78	635	12.28	1.25	13.2	3C218	0.93	20
4	1967.78	1410	11.89	1.15	12.6	3C218	0.94	20
5	1967.78	2650	10.81	1.02	11.8	3C218	0.92	20
6	1968	80	36.72	4.92	36	Sample	1.02	21
7	1968.67	5000	8.3	0.83	8.9	3C218	0.93	22
8	1968.67	408	29.88	2.99	36	Sample	0.83	23
9	1969	2700	10.68	1.07	12	19–46	0.89	24
10	1971	80	45.33	10.3	44	Sample	1.03	25
11	1974	80	54.6	16.48	53	Sample	1.03	26
12	1974	160	42.66	2.98	43	Sample	0.99	26
13	1974.2	10630	5.1	0.7	5.8	3C123, 3C218	0.88	27
14	1975.5	1415	13.34	0.67	14.5	3C147	0.92	28
15	1983.1	2695	10.18	0.44	11.49	3C286	0.89	29
16	1984.29	1408	15.96	0.63	17.69	3C286	0.90	30
17	1986	32000	3.39	0.2	4.04	3C286, NGC 7027	0.84	31
18	1987	23000	4.34	0.46	4.7	NGC 7027	0.92	32
19	1987.87	330	32.37	0.01	39	3C48, 3C286	0.83	33
20	1996.1	14700	5.22	0.37	5.7	NGC 7027	0.92	32
21	1996.12	4850	8.59	0.45	9.6	3C286	0.89	32
22	1999.33	32000	3.08	0.32	3.8	3C286	0.81	32
23	1999.62	10450	5.79	0.37	6.3	3C286	0.92	32

Таблица 3. Плотности потоков ОСН G11.2-0.3 по опубликованным данным, приведенным к шкале потоков ИЛ

Примечание. Приведены: номер строки n; эпоха измерений Epoch; частота измерений f; плотность потока в шкале потоков ИЛ Sam и ее абсолютная погрешность Err; опубликованное значение плотности потока G11.2–0.3 Sp; источник-калибратор Source (если стандартных источников несколько – Sample); множители перехода к шкале ИЛ k; ссылки на первоисточник.

 $\lambda = 3.5$ см: "провал" глубиной (-16%) относительно среднего уровня наблюдался в эпоху 2019.26.

3. СПЕКТР И ПЕРЕМЕННОСТЬ СПЕКТРА ОСН G11.2–0.3

Для уточнения спектра G11.2–0.3 и исследования его эволюционных изменений на длительном временном интервале в широком диапазоне частот опубликованные в литературе данные измерений, позволяющие сравнить плотности потоков G11.2–0.3 и стандартных источников, были приведены нами к шкале потоков ИЛ [14]. Преимущества шкалы ИЛ перед широко используемой шкалой BGPW [19] обсуждались в [14]. Приведенные к шкале потоков ИЛ плотности потоков G11.2–0.3 представлены в табл. 3. Таким образом, была получена единая система данных, определенная на временном интервале 1966.95–2019.89 в диапазоне частот 80 МГц – 32 ГГц.

На рис. 3 представлены плотности потоков G11.2-0.3 в зависимости от частоты по данным табл. 3.

Следует отметить, что погрешности измерений, указанные в опубликованных работах, содержат неопределенность абсолютной привязки, вклад которой значителен. При представлении этих данных в шкале потоков ИЛ погрешности должны снижаться из-за устранения этой составляющей, но ввиду ее неопределенности погрешности сохранены. Вследствие значительной неопределенности погрешностей измерений данные табл. 3 аппроксимировались степенно́й зависимостью плотности потока от частоты в виде (1) без учета веса данных измерений. Кроме того, не учитывалась точка на частоте 635 МГц (эпоха 1967.78) с отклонением от среднего спектра более,



Рис. 3. Плотности потоков G11.2-0.3 в зависимости от частоты по данным табл. 3.

чем на 5*б*. Получена аппроксимирующая степенная функция

$$S_c = S_0 \left(\frac{f}{f_0}\right)^{-\alpha} \tag{4}$$

с параметрами: $\alpha = 0.445 \pm 0.02$; $S_0 = (16.51 \pm 0.52)$ Ян; $f_0 = 1$ ГГц.

На рис. 4 представлены логарифмы измеренных потоков Sam из табл. 3, нормированных на расчетные значения S_c на разных частотах в зависимости от времени; нормирование позволяет представить все данные в одинаковом крупном масштабе. Изменения плотностей потоков содержат значительную нестационарную составляющую, скорости изменений $R = d(\ln S)/dt$ различны на разных частотах, а на отдельных частотах меняются во времени. Оценки R для большинства частот ограничены временными интервалами ($6 \le \Delta t \le 17$) лет, при этом для большинства частот R положительны и уменьшаются с ростом частоты. Имели место "избытки" и "провалы" потока в течение коротких временных интервалов, что отмечалось и в данных наших наблюдений на РТ-32.

Для определения параметра $R = d(\ln S)/dt$ на частотах 80, 1410, 4840, 8450 и 32000 МГц использовались данные табл. 2 и 3, приведенные к указанным частотам на основе значения $\alpha = 0.445 \pm 0.002$). Для определения *R*(80 МГц) использовались данные 80 МГц в эпохи 1968, 1971 и 1974;

R(1410 МГц) — данные 1410 МГц (эпоха 1967.78), 1415 МГц (эпоха 1975.5) и 1408 МГц (эпоха 1984.287);

R(2695 МГц) — данные 2695 МГц (эпоха 1966.95), 2650 МГц (эпоха 1967.78), 2.7 МГц (эпоха 1969.0) и 2695 МГц (эпоха 1983.1);

R(4840 МГц) — данные 5000 МГц (эпоха 1967.68), 5000 МГц (эпоха 1968.67), 4850 МГц (эпоха 1996.12) и 4840 МГц (эпоха 2017.95);

R(8450 МГц) — данные 10 630 МГц (эпоха 1968.67), 10 450 МГц (эпоха 1999.62) и 8450 МГц (эпоха 2013.34);

R(32 000 МГц) — данные 32 000 МГц в эпохи 1986.0 и 1999.33.

Параметры эволюционной переменности радиоизлучения определялись сравнением не только плотностей потоков на отдельных частотах, но и разнесенных во времени текущих спектров G11.2–0.3. В табл. 3 данные измерений расположены в хронологическом порядке и естественно разделяются на три группы, объединяющие близкие по времени измерений (≤8.55 года) данные. На основе этих групп определены три текуших спектра для средних эпох: 1970.38, 1985.65 и 1997.79. Спектр 1970.38 включает данные измерений между эпохами 1966.95 и 1975.5, за исключением точки на частоте 635 МГц (эпоха 1967.78) с большим отклонением от среднего спектра, спектр 1985.65 основан на измерениях в интервале от 1983.1 до 1987.87, а спектр 1997.79 включает



Рис. 4. Логарифмы отношений измеренных потоков Sam к расчетным значениям *S_c* на разных частотах в зависимости от времени.

измерения от 1996.1 до 1999.62. Параметры этих спектров определялись в виде (1) без учета веса данных измерений, они приведены в табл. 4.

Таблица 4 иллюстрируется рис. 5 и 6, где показаны зависимости спектрального индекса α и параметра S_0 от времени соответственно.

Как видно из рис. 5 и 6, зависимости α и $\log(S_0)$ от времени близки к линейным:

$$\alpha(t) = (0.412 \pm 0.009) + (0.00351 \pm 0.0005)t, \quad (5a)$$

$$log(S_0(t)) = (1.191 \pm 0.003) + + (0.00354 \pm 0.0002)t,$$
(5b)

где t = (Epoch - 1965.0).

Из (1) следует:

$$\log(S) = \log(S_0) - \alpha \log(f/f_0), \tag{6}$$

Таблица 4. Параметры текущих спектров G11.2-0.3, вычисленные по данным табл. 3

Epoch	δƒ, ГГц	α	σ_{α}	<i>S</i> ₀ , Ян	σ _{S0} , Ян	<i>f</i> ₀ , ГГц
1970.38	0.08-10.63	0.433	0.026	16.24	0.74	1
1985.65	0.33-32	0.481	0.021	18.31	0.85	1
1997.79	4.85-32	0.536	0.045	20.5	2.53	1

Примечание. Приведены: средняя эпоха измерений Еросh; диапазон частот δf ; спектральный индекс α и его погрешность σ_{α} ; плотность потока S_0 на частоте f_0 и его погрешность σ_{S_0} ; частота f_0 .

$$\ln(S(f,t)) = 2.3[(1.191 + 0.00354t) - (0.412 + 0.00351t)\log(f/f_0)].$$
(7)

Скорость изменения потока $R = \frac{1}{S} \frac{dS}{dt} = d(\ln S)/dt$. Дифференцируя (4), определяем

$$R = \frac{1}{S} \frac{dS}{dt} = 2.3(0.00354 - 0.00351\log(f/f_0)).$$
 (8)

Средняя скорость изменения потока на временном интервале 1967—2000 гг. зависит от частоты: рост потока наблюдался на частотах ниже 10.2 ГГц, на более высоких частотах поток падал. Значения частот f [MHz], скоростей R [%/год], погрешностей определения R, σR [%/год] и интервал времени Δt приведены в табл. 5.

Зависимость R(f) по спектрам определяется соотношением (7), или его эквивалентом:

$$R [\%/год] = 3.236 - 0.807 \log(f [МГц]).$$
 (8')

На рис. 7 представлены скорости изменения потоков ОСН G11.2–0.3, определенные по текущим спектрам и по измерениям на одной частоте по данным табл. 5.

На рис. 7 видно, что скорости изменения потоков, определяемые на отдельных частотах и по спектрам, различны в пределах погрешностей, за исключением частоты 80 МГц, где интервалы Δt , в которых определялись значения R, наиболее различны.



Рис. 5. Зависимость спектрального индекса α от времени.



Рис. 6. Зависимость параметра S_0 от времени.

Пользуясь соотношением (8'), данные табл. 3 можно скорректировать к общей эпохе для компенсации крупномасштабной переменности. Для эпохи 1972.5 был получен спектр с параметрами:

$$\alpha_{1972} = 0.497 \pm 0.02,$$

 $(S_0)_{1972} = (18.731 \pm 0.878)$ Ян.

Комбинированный ОСН G11.2–0.3 состоит из оболочки и плериона с пульсаром в центре. Спектры оболочки и плериона степенные, с разными спектральными индексами, что позволяет разделить общий спектр источника при достаточно точном его определении на две части, соответствующие компонентам источника. Методика



Рис. 7. Скорости изменения потоков ОСН G11.2–0.3, определенные по текущим спектрам и по измерениям на одной частоте.

изложена в [13], где она применялась к ОСН 3С396. Коротко, процесс заключается в следующем.

1. Для уточнения спектра комбинированного источника усреднялись логарифмы потоков, измеренных на близких частотах; средний логарифм потока соответствует среднему логарифму частоты. При усреднении не учитывались данные с быстрыми отклонениями от средних значений более 2σ . Усреднение минимизирует эффект быстрой переменности и погрешности измерений. Уточненный спектр не включает однократно измеренные данные, а также данные с признаками быстрых изменений во времени. В табл. 6 представлен спектр на эпоху 1972.5. Функция $\langle \log(Sam) \rangle = F(\log(f))$ аппроксимируется полиномом второй степени.

В табл. 6 данные усреднены в следующих интервалах частот:

i = 1, частоты 1410, 1415, 1408 МГц;

i = 2, частоты 2695, 2650, 2700, 2695 МГц;

i = 3, частоты 5000, 4850 МГц;

i = 4, частоты 10 630, 10 450 МГц;

i = 5, частоты 32 000, 32 000 МГц.

Таблица 5. Скорость изменения потока ОСН G11.2–0.3, определенная по измерениям на одной частоте и по текущим спектрам

f MEn		На одной част	готе	По спектрам		
<i>ј</i> , мпц	<i>R</i> , %/год	σ <i>R</i> , %/год	Δt	<i>R</i> , %/год	σ <i>R</i> , %/год	Δt
80	6.70	0.02	1968.0-1974.0	1.7	0.82	1966.95-1999.62
1410	1.89	-0.01	1967.78-1984.29	0.69	0.81	1966.95-1999.62
2695	-0.1		1966.95-1983.1	0.47	0.82	1966.95-1999.62
4840	-0.06	-0.01	1967.68-2017.95	0.26	0.82	1966.95-1999.62
8450	0.97	0.01	1974.2-2013.34	0.07	0.82	1966.95-1999.62
32000	-0.72		1986.0-1999.33	-0.4	0.83	1966.95-1999.62

Примечание. Приведены: частота f; результаты, полученные на одной частоте – средняя скорость изменения потока R в интервале времени Δt и ее погрешность σR в том же интервале, используемый интервал времени Δt (начало-конец); результаты, полученные по спектрам, – скорость изменения потока R и погрешность ее определения σR , интервал времени Δt , на котором определялся параметр R.

i	$\left\langle f_{i} ight angle $, МГц	$\langle \operatorname{Sam}_{1972,i} \rangle$, Ян	Err, Ян	<i>n</i> (табл. 3)
1	1411	16.12	0.6	4, 14, 17
2	2685	11.77	0.52	1, 5, 9, 16
3	4924	8.22	0.67	7, 23
4	10540	5.44	0.56	13
5	32000	3.51	0.27	18

Таблица 6. Средние значения (Sam) измеренных плотностей потоков, приведенных к эпохе 1972.5

Примечание. Приведены: номер *i* интервала усреднения плотностей потоков и частот (см. текст); средняя в *i* -м интервале частота измерений $\langle f_i \rangle$; среднее в *i* -м интервале частот значение плотности потока $\langle \text{Sam}_{1972,i} \rangle$ и его погрешность Егг; перечислены номера строк табл. 3, входящих в *i* -й интервал и содержащих информацию об усредняемых данных.

2. Обозначим S_{1_c} и S_{2_c} спектры компонентов 1 и 2 (оболочки и плериона, соответственно), а $\langle Sam_i \rangle$ – усредненные плотности потоков на частотах f_i . Параметры одной из двух составляющих спектра, α l и S_{01} , задаются произвольно, и расчет плотностей потоков $S_{1_c}(f_i)$ на частотах f_i выполняется по формуле:

$$S_{l_c}(f_i) = S_{0l} \left(\frac{f_i}{f_0}\right)^{-\alpha l}$$
 (9)

Оптимальные параметры, при которых среднеквадратичное отклонение суммы расчетных значений $S_{1_c} + S_{2_c}$ от значений log $\langle \text{Sam}_{1972,i} \rangle$ достигает минимума, определялись по следующей схеме. Плотности потоков второй составляющей S_{2_c} на частотах f_i определяются как разность $\langle \text{Sam}_i \rangle - S_{1_c}(f_i)$, а параметры степенной зависимости $S_{2_c}(f)$, $\alpha 2$ и S_{02} определяются в виде подгонки степенной функции для выборки значений разностей:

$$S_{2_c}(f_i) = S_{02} \left(\frac{f_i}{f_0}\right)^{-\alpha 2}$$
 (10)

Среднеквадратичное отклонение σ двухкомпонентной модели определяется по совокупности сравнений квадратичной аппроксимации $\langle \text{Sam}_i \rangle$ из табл. 6 и сумм $S_{\Sigma}(f_i) = S_{1_c}(f_i) + S_{2_c}(f_i)$, вычисленных согласно (8) и (10). Паре значений α I и S_{01} однозначно соответствуют α 2 и S_{02} , с их изменением меняется среднеквадратичная погрешность двухкомпонентной модели, достигая минимума при оптимальных значениях параметров α I, S_{01} , α 2, S_{02} .

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 98 № 8 2021

Для эпохи 1972.5 получены следующие значения параметров:

$$\alpha 1 = 0.77 \pm 0.027,$$

$$S_{01} = 14.4 \pm 0.5 \text{ Ян};$$

$$\alpha 2 = 0.251 \pm 0.029,$$

$$S_{02} = 5.9 \pm 1.1 \text{ Ян}.$$

(11)

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На основе приведенных к шкале потоков "искусственная луна" (ИЛ) опубликованных данных измерений плотностей потоков ОСН G11.2-0.3 получена единая система данных о частотно-временном распределении интенсивности радиоизлучения источника в интервале времени 1966.95-1999.62 на частотах от 80 МГц до 32 ГГц. Обнаружена переменность излучения на временных шкалах от 0.8 до ~50 лет. Эволюционные (усредненные) изменения потоков происходят на фоне их быстрой нестационарной переменности (рис. 4) и описываются выражением (6). Плотность потока на частоте f менялась со средней скоростью, убывающей пропорционально $\log(f/f_0)$, где $f_0 = 1000$ МГц. На частотах 80—10000 МГц плотности потоков росли, выше по частоте они падали со временем.

Интенсивности ОСН G11.2-0.3 регулярно измерялись на ллинах волн $\lambda = 6.2$ и 3.5 см в 2013— 2019 гг. на радиотелескопе РТ-32 обсерватории "Светлое" (ИПА РАН). Были получены убывающие временные последовательности плотностей потоков (рис. 1 и 2). На обеих длинах волн наблюдались значительные нестационарные отклонения данных от линейной подгонки. Средние скорости уменьшения потока составили (-5.4 ± 6.6) и (-1.5 ± 0.9) %/год на волнах $\lambda = 6.2$ и 3.5 см соответственно. Временные последовательности аппроксимируются линейными соотношениями (2) и (3), которые в истории эволюции источника являются продолжением во времени ранее протекавших процессов, описываемых соотношением (7). Временные зависимости (7) переходят в (2) и (3) в эпохи 2017.5 для λ = 6.2 см и 2016.3 для $\lambda = 3.5$ см, где рост потоков сменился их падением.

И.С. Шкловский показал, что у молодых остатков сверхновых, расширяющихся в однородной межзвездной среде, интенсивность радиоизлучения с течением времени испытывает эволюционное уменьшение, которое он назвал вековым [8]. Наблюдения исторических ОСН подтвердили предсказанный эффект (напр., [9, 10]). Эволюция излучения G11.2–0.3 протекает по другому сценарию.

Хотя рост потоков у G11.2–0.3 нельзя отнести к типичным явлениям, он не является исключением: рост мощности радиоизлучения наблюда-

ется у очень молодого ОСН 1987А в Большом Магеллановом Облаке [34, 35]. Источники G11.2-0.3 и 1987А принадлежат к числу ОСН с коллапсом ядра и имеют много подобных признаков, но отметим главное: в обоих случаях ударная волна взрыва распространяется в сильно неоднородной околозвездной среде (CSM) с плотностью, растущей с удалением от центра. Радиоизлучение ОСН 1987А экспоненциально растет, указывая на то, что распространяющаяся ударная волна и связанный с ней возрастающий ударный объем взаимодействуют со все более плотной областью CSM. Синхротронное излучение связано с ускорением частиц в результате механизма Ферми первого порядка, процесса, в котором частицы движутся между верхней и нижней по потоку областями прямой ударной волны, набирая энергию [35].

На основании морфологии в рентгене, авторы [3] относят G11.2–0.3 к категории остатков сверхновых, образовавшихся в результате взрыва после потери большей части водородной оболочки прародителя (несколько солнечных масс) до взрыва. После взрыва ударная волна сверхновой столкнулась с этой потерянной массой, как радиально, так и азимутально неоднородной, и рост потока оболочки ОСН обусловлен ускорением электронов на фронте прямой ударной волны с возрастающей эффективностью.

Динамика спектров ОСН 1987А и G11.2-0.3 различна: спектр G11.2-0.3 становился со временем круче (табл. 4), в отличие от спектров 1987А, а также CasA, которые со временем становятся более плоскими. В двух последних случаях взаимодействуют прямая ударная волна и окружающая среда, в отличие от G11.2-0.3, где необходимо учитывать взаимодействие плериона и обратной ударной волны, достигшей, согласно [3], центра остатка. Можно ожидать, что крутизна спектра оболочки G11.2-0.3 со временем уменьшается подобно ОСН 1987А, а общий рост спектрального индекса обусловлен вкладом плериона, подвергшегося воздействию обратной ударной волны. Вследствие сжатия обратной ударной волной, в центральном объеме остатка должно усилиться магнитное поле. Синхротронное излучение при этом также усиливается, но одновременно растут потери энергии на синхротронное излучение релятивистских частиц [36]. Этот эффект может наблюдаться в виде излома спектра. Согласно [37] экстраполяция спектра мощности PWN в рентгеновском диапазоне на радио приводит к частоте "излома" ~8 ГГц с возрастанием спектрального индекса на 0.5, ожидаемым значением от синхротронных потерь в однородном источнике с постоянной инжекцией электронов. Для реализации такого сценария при предполагаемом возрасте остатка 2000 лет требуется напряженность магнитного поля около 3 мГс. Если излом спектра на частоте $f_b \sim 8$ ГГц обусловлен синхротронными потерями, то поток радиоизлучения плериона на частотах $f \geq f_b$ должен со временем падать, а средний спектральный индекс в диапазоне частот 0.08–32 ГГц возрастать.

Перечисленные наблюдательные факты и связанные с ними выводы можно сопоставить с нашими результатами определения параметров спектров оболочки и PWN.

На частоте 1410 МГц вклад плериона в полный поток G11.2-0.3 в 1972 г. составил 34%. Эту оценку можно сравнить с оценками, полученными в [5], приведенными в разделе 1. Оценки [5] относятся к эпохе 1985.0. Наш спектральный индекс плериона $\alpha 2_{1972}$ совпадает с α_P [5], хотя отличие нашего αl_{1972} от α_s оболочки [5] выходит за пределы погрешностей. Однако оценки вклада PWN в полный поток остатка отличаются заметно. На длине волны λ см в эпоху 1972.5 мы оцениваем отношение $S_P/S_t = 0.34$, в отличие от $S_P/S_t = 0.02$ согласно [5]. Чтобы выяснить, какой результат ближе к истине, следует отождествить компонент источника, в котором могут происходить быстрые и глубокие "провалы" радиоизлучения. Длительность процесса накладывает ограничение на линейный размер области, в которой он действует. При наблюдениях на радиотелескопе РТ-32 (раздел 2) отмечены провалы относительно средних значений на волнах λ = 3.5 и 6.2 см в 16 и 18% соответственно в интервалах времени $\Delta t \leq 0.4$ года. Таблица 3 содержит данные о "провалах" на частотах f = 80 МГц (-17%) и f = 635 МГц (-28%) относительно среднего спектра, длившихся не более 4-5 лет. При расстоянии 5 кпс оболочка G11.2-0.3 имеет диаметр 5.8 пк (19 св. лет), что ограничивает минимальное характерное время нестационарной переменности ее излучения и исключает локализацию всех наблюдаемых "провалов" в оболочке. Следовательно, "провалы" связаны с излучением PWN и не могут превышать вклад этого компонента в общий поток ОСН. Наши оценки согласуются с этим условием, в отличие от [5].

Быстрые нестационарные изменения потока, отмеченные при наблюдениях G11.2–0.3 на радиотелескопе PT-32 обсерватории "Светлое" (ИПА РАН), имеют признаки, общие для многих плерионов. Ранее они отмечались у 3С58 [11], G21.5–0.9 [12], 3С396 [13]. В этих источниках существуют потоки релятивистских частиц и магнитные поля, инжектируемые пульсаром. В динамике процессов имеется аналогия с солнечными вспышками, физический механизм которых основан на перезамыкании силовых линий магнитного поля с быстрым освобождением энергии магнитного поля и всплеском мощности радиоизлучения, сменяющимся его кратковременным ослаблением. Быстрые нестационарные изменения радиоизлучения плерионов могут быть обусловлены перезамыканием силовых линий магнитного поля.

Альтернативное объяснение быстрых нестационарных изменений радиоизлучения предложено в [13]. Предполагается, что радиоизлучение компактных источников, находящихся в PWN, может взаимодействовать с оболочкой, выполняющей роль случайного фазового экрана, и создающей в плоскости наблюдателя дифракционную картину. Переменность этой картины обусловлена собственными движениями в оболочке.

Еще одной возможной причиной отклонений от степенного закона в спектрах радиоизлучения плерионов могут быть подобные отклонения в энергетических спектрах излучающих релятивистских электронов, инжектируемых пульсаром в туманность.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе исследовались спектр и переменность радиоизлучения ОСН G11.2–0.3. Применение шкалы потоков "искусственная луна" в качестве основы для объединения данных измерений плотностей потоков G11.2–0.3, накопленных в течение более 50 лет наблюдений, а также собственных наблюдений, позволило уточнить спектр источника и динамику его изменений во времени. В результате:

• обнаружены необычные свойства эволюции G11.2-0.3 – рост потоков в широкой полосе частот на длительном временном интервале. Необычно то, что ранее рост потоков наблюдался только у очень молодых остатков – G1.9+0.3 и 1987А, в то время, как G11.2-0.3 находится в продвинутой стадии эволюции – близко к фазе Седова при возрасте ~2000 лет;

• рост потоков на длинах волн $\lambda = 6.2$ и 3.5 см сменился падением в эпоху 2016.9 ± 0.6. Изменения в динамике радиоизлучения остатка могут быть обусловлены либо выходом переднего фронта ударной волны за пределы области с высокой плотностью CSM, либо ослаблением воздействия обратной ударной волны на PWN;

• определены параметры спектров компонентов композитного OCH – оболочки и PWN, а также исследованы их изменения во времени.

Получены данные о быстрых нестационарных изменениях интенсивности радиоизлучения G11.2—0.3. Возможными физическими механизмами явления могут быть: перезамыкание силовых линий магнитного поля, дифракция компактных источников, находящихся в PWN, на случайном фазовом экране, который представляет собой оболочка OCH, а также отклонения от степенно́го закона в энергетических спектрах излучающих релятивистских электронов, инжектируемых пульсаром в туманность. Однако этот вопрос нуждается в специальном исследовании.

Отмечая уникальные свойства ОСН G11.2– 0.3, можно предположить, что дальнейшие наблюдения и теоретические исследования этого объекта будут результативными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. G. Vasisht, T. Aoki, T. Detani, S. R. Kulkarni, and F. Nagase, Astrophys. J. 456, L59 (1996).
- 2. K. Torii, H. Tsunemi, T. Dotani, and K. Mitsuda, Astrophys. J. 489, L145 (1997).
- 3. K. J. Borkowski, S. P. Reynolds, and M. S. E. Roberts, Astrophys. J. 819, id. 160 (2016).
- 4. D. A. Green, Bull. Astron. Soc. India 42, 47 (2014).
- 5. C. Tam, M. S. E. Roberts, and V. M. Kaspi, Astrophys. J. 572, 202 (2002).
- 6. *D. A. Green, S. F. Gull, S. M. Tan, and A. J. B. Simon*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **231**, 735 (1988).
- 7. A. H. Minter, F. Camilo, S. M. Ransom, J. P. Halpern, and N. Zimmerman, **676**, 1189 (2008).
- 8. И. С. Шкловский, Астрон. журн. 37, 256 (1960).
- 9. К. С. Станкевич, В. П. Иванов, С. П. Столяров, Письма в Астрон. журн. **25**, 584 (1999).
- В. П. Иванов, К. С. Станкевич, С. П. Столяров, Астрон. журн. 71 (5а), 737 (1994).
- 11. V. P. Ivanov, A. V. Ipatov, I. A. Rakhimov, and T. S. Andreeva, Astrophys. Bull. **74** (2), 128 (2019).
- 12. В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, С. А. Гренков, Т. С. Андреева, Астрон. журн. **96**, 628 (2019).
- 13. В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, Т. С. Андреева, Астрон. журн. 97, 619 (2020).
- 14. В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, С. А. Гренков, Т. С. Андреева, Астрон. журн. **95** (8), 609 (2018).
- 15. А. М. Финкельштейн, Наука в России 5, 20 (2001).
- A. Finkelstein, A. Ipatov, and S. Smolentsev, in Proc. of the Fourth APSGP WorkShop, edited by H. Cheng, Q. Zhi-han (Shanghai: Shanghai Scientific and Technical Publishers, 2002), p. 47.
- И. А. Рахимов, Ш. Б. Ахмедов, А. А. Зборовский, Д. В. Иванов, А. В. Ипатов, С. Г. Смоленцев, А. М. Финкельштейн, Всероссийская астрон. конференция. Тезисы докладов (Санкт-Петербург: ИПА РАН, 2001), с. 152.
- M. Ott, A. Witzel, A. Quirrenbach, T. P. Krichbaum, K. J. Standke, C. J. Schalinski, and C. A. Hummel, Astron. and Astrophys. 284, 331 (1994).
- 19. W. J. Altenhoff, D. Downes, L. Goad, A. Maxwell, and R. Rinehart, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1, 319 (1970).
- 20. D. K. Milne, T. L. Wilson, F. F. Gardner, and P. G. Mezger, Astrophys. Lett. 4, 121 (1969).
- 21. O. B. Slee and C. S. Higgins, Australian J. Physics and Astrophys. Suppl. 27, 1 (1973).
- 22. W. M. Goss and P. A. Shaver, Australian J. Physics and Astrophys. Suppl. 14, 1 (1970).

- 23. P. A. Shaver, W. M. Goss, Australian J. Physics and Astrophys. Suppl. 14, 77 (1970).
- 24. W. M. Goss and G. A. Day, Australian J. Physics and Astrophys. Suppl. 13, 3 (1970).
- 25. *G. A. Dulk and O. B. Slee*, Australian J. Physics **25**, 429 (1972).
- 26. G. A. Dulk and O. B. Slee, Astrophys. J. 199, 61 (1975).
- 27. R. H. Becker and M. R. Kundu, Astron. J. 80, 679 (1975).
- P. A. Shaver and K. W. Weiler, Astron. and Astrophys. 53, 237 (1976).
- 29. W. Reich, E. Furst, P. Steffen, K. Reif, and C. G. T. Haslam, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 58, 197 (1984).
- W. Reich, R. Reich, and E. Furst, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 83, 539 (1990).

- 31. *H. W. Morsi and W. Reich*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **71**, 189 (1987).
- 32. *R. Kothes and W. Reich*, Astron. and Astrophys. **372**, 627 (2001).
- 33. N. E. Kassim, Astron. J. 103, 943 (1992).
- D. A. Green, S. P. Reynolds, K. J. Borkowski, U. Hwang, I. Harrus, and R. Petre, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 387, L54 (2008).
- 35. G. Zanardo, L. Staveley-Smith, L. Ball, B. M. Gaensler, et al., Soviet Astron. 710, 1515 (2010).
- 36. N. S. Kardashev, Soviet Astron. 6, 317 (1962).
- 37. M. S. E. Roberts, C. R. Tam, V. M. Kaspi, M. Lyutikov, G. Vasisht, M. Pivovaroff, E. V. Gotthelf, and N. Kawai, Astrophys. J. **588**, 992 (2003).

УДК 524.387-54

АСИНХРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

© 2021 г. С. В. Чернов^{1, *}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Москва, Россия *E-mail: chernov@td.lpi.ru

> Поступила в редакцию 05.02.2021 г. После доработки 30.04.2021 г. Принята к публикации 30.04.2021 г.

Спутник "Kepler" пронаблюдал более восьмисот тесных двойных систем [1], для которых удалось измерить не только орбитальные периоды, но и скорости вращения звезд. Оказалось, что многие звезды в тесных двойных системах не синхронизованы, т.е. период вращения звезды не точно равен орбитальному периоду. В работе рассмотрены две модели, способные объяснить асинхронность звезд либо за счет дифференциального вращения звезды, либо за счет ненулевого эксцентриситета двойной системы. Проведено численное моделирование эволюции звезды в двойной системы с учетом обратного влияния компаньона на звезду в зависимости от орбитальных параметров и показано, что тесная двойная система может находиться не только в синхронизованном, но также в несинхронизованном состоянии за время жизни звезды на главной последовательности. Данная модель применена к системе KIC 8736245.

Ключевые слова: тесные двойные системы, приливные взаимодействия, асинхронные звезды, эво-люция звезд

DOI: 10.31857/S0004629921090024

1. ВВЕДЕНИЕ

Половина из всех наблюдаемых звезд находятся в двойных (кратных) системах. Причем многие двойные системы достаточно тесные, с орбитальным периодом меньше десяти дней, $P_{orb} \leq 10$. Эволюция звезд в двойных системах значительно отличается от эволюции одиночных звезд. Например, в тесных двойных системах значительную роль играют приливные силы [2, 3], которые приводят двойную систему в состояние равновесия с круговой орбитой, к выравниванию орбитальной плоскости с плоскостью, перпендикулярной вращению звезды, и в состояние синхронизации, когда орбитальный период становится равным периоду вращения звезды [4].

Благодаря миссии "Керler" удалось пронаблюдать достаточно много тесных двойных систем и измерить не только орбитальный период, но и собственную скорость вращения звезд (период вращения) [1]. Оказалось, что многие тесные двойные системы не синхронизованы, а находятся либо в субсинхронизованном $P_{\rm orb}/P_{\rm rot} < 1$, либо в сверхсинхронизованном $P_{\rm orb}/P_{\rm rot} > 1$ состоянии [1].

В работе рассмотрены две модели, которые могут объяснить асинхронное состояние тесных двойных систем. Первая модель объясняет асинхронное состояние за счет дифференциального вращения звезды. При определении скорости вращения звезды измеряют скорость вращения на ее поверхности. Но звезды вращаются дифференциально. Следовательно, орбитальная скорость (или орбитальный период) за счет приливных взаимодействий должна быть равна не поверхностной скорости вращения звезды (периоду вращения звезды на ее поверхности), а некоторой "равновесной" скорости вращения, которая может и не совпадать со скоростью вращения звезды на ее поверхности.

Вторая модель объясняет асинхронное состояние за счет ненулевого эксцентриситета орбиты. Если орбита двойной системы эллиптическая, то система будет стремиться не к синхронизации, а к псевдосинхронизации [5]. Другими словами, скорость вращения звезды будет стремиться к орбитальной скорости компаньона в периастре. Это связано с тем, что приливные силы сильно зависят от расстояния между двумя небесными телами [6], и наибольший эффект возникает при минимальном сближении, т.е. в периастре.

Эти модели применены к тесной двойной системе КІС 8736245, в которой одна звезда находится в субсинхронизованном состоянии, а другая в сверхсинхронизованном [7].

В работе [8] представлены данные по вращению 950 звезд в системах экзопланет. Было показано, что для экзопланет с радиусом больше шести радиусов Земли, $R_p > 6R_{\oplus}$, период вращения звезды P_{rot} приблизительно равен орбитальному периоду P_{orb} (т.е. система находится либо в синхронном, либо в асинхронном состоянии) в диапазоне $1 < P_{\text{orb}} < 10$ дней.

В работе [9] были определены периоды вращения звезд для восьми двойных систем. Оказалось, что для четырех систем, у которых орбитальный период меньше 10 дней, период вращения звезды синхронизован с орбитальным периодом. Все эти системы имеют нулевой эксцентриситет. Остальные четыре системы имеют эксцентриситет в диапазоне 0.22 < e < 0.47 и отношение периода вращения к орбитальному периоду, $0.05 < P_{rot}/P_{orb} < 0.35$, соответствуют асинхронному вращению. Такие системы могут быть объяснены режимом псевдосинхронизации.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим тесную двойную систему, состояшую из двух компонентов. Первый компонент является звездой с массой в одну массу Солнца, отметим его индексом 1. Второй компонент (компаньон) является точечным источником, масса которого варьировалась, пометим его индексом 2. Оба компонента движутся по эллиптической орбите вокруг общего центра масс. При моделировании эволюции звезды учитывалось влияние второго компонента на эволюцию первого, которое, помимо гравитационного взаимодействия, включает в себя следующие эффекты: потеря массы звездного компонента за счет ветра, аккреция доли массы ветра на компаньон, перетекание вещества, заполняющего полость Роша, влияния приливных взаимодействий на звезду, спин-орбитальное взаимодействие, магнитное торможение, гравитационное излучение.

Моделирование осуществлялось с помощью свободного кода MESA версии 11701 [10–12]. Код MESA был создан для решения уравнений эволюции звезды в одномерном приближении с учетом многочисленных эффектов, которые не учитываются при трехмерном моделировании. Также код MESA содержит пакет binary, который позволяет моделировать эволюцию звезды в тесных двойных системах с учетом влияния компаньона на эволюцию звезды. Кратко опишем вышесказанные эффекты и параметры моделирования.

2.1. Основные формулы и определения

Орбитальный угловой момент двойной системы определяется выражением

$$J_{\rm orb} = M_1 M_2 \sqrt{\frac{Ga(1-e^2)}{M_1 + M_2}},$$
 (1)

где M_1 , M_2 — массы первого и второго компонентов соответственно, G — гравитационная постоянная, e — эксцентриситет, a — большая полуось. Эволюция двойной системы определяется изменением параметров орбиты с течением времени. Производная по времени от выражения (1) дает [13]

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2\frac{\dot{J}_{\text{orb}}}{J_{\text{orb}}} - 2\frac{\dot{M}_1}{M_1} - 2\frac{\dot{M}_2}{M_2} + \frac{\dot{M}_1 + \dot{M}_2}{M_1 + M_2} + 2\frac{e\dot{e}}{1 - e^2}.$$
 (2)

Из формулы (2) видно, что изменение большой полуоси происходит либо за счет изменения орбитального углового момента, либо за счет изменения эксцентриситета системы, либо за счет изменения массы звезд.

Изменение массы \dot{M} звезд может происходить за счет трех эффектов: потери массы за счет звездного ветра \dot{M}_{wind} , перетекание массы за счет заполнения полости Роша через точку Лагранжа \dot{M}_{rlof} и за счет доли аккреции звездного ветра на компаньон. Суммарную потерю массы первого компонента можно записать в виде [13]

$$\dot{M}_1 = \dot{M}_{\text{wind},1} + \dot{M}_{\text{rlof}} - \varepsilon_{\text{wind},2} \dot{M}_{\text{wind},2}, \qquad (3)$$

а второго компонента – в виде

.

.

$$\dot{M}_2 = \dot{M}_{\text{wind},2} - \varepsilon_{\text{rlof}} \dot{M}_{\text{rlof}} - \varepsilon_{\text{wind},1} \dot{M}_{\text{wind},1}, \qquad (4)$$

где ε_{wind} — доля потери массы, которая аккрецирует на звезду за счет звездного ветра компаньона, ε_{rlof} — доля потери массы, которая аккрецирует на компаньон за счет заполнения полости Роша. Суммарное количество массы, которое потеряет двойная системы при своей эволюции, определяется суммой потерь масс каждого компонента [13]

$$\dot{M}_{\infty} = (1 - \varepsilon_{\text{rlof}})\dot{M}_{\text{rlof}} + (1 - \varepsilon_{\text{wind},1})\dot{M}_{\text{wind},1} + (1 - \varepsilon_{\text{wind},2})\dot{M}_{\text{wind},2}.$$
(5)

Орбитальный угловой момент может изменяться за счет потери массы звезды (звездный ветер) \dot{J}_{wind} , либо за счет заполнения полости Роша и перетекания вещества на компаньон \dot{J}_{rlof} , либо за счет взаимодействия с окружающем диском \dot{J}_{disk} . Помимо этого будут учтены эффекты, связанные с гравитационным излучением \dot{J}_{gr} , магнитным торможением \dot{J}_{mb} и спин-орбитальным взаимодействием \dot{J}_{ls} . Общая формула изменения орбитального углового момента имеет вид [12]

$$\dot{J}_{\rm orb} = \dot{J}_{\rm rlof} + \dot{J}_{\rm wind} + \dot{J}_{\rm disk} + \dot{J}_{\rm gr} + \dot{J}_{\rm mb} + \dot{J}_{\rm ls}.$$
 (6)

Эволюция эксцентриситета определяется приливным взаимодействием двух звезд \dot{e}_{tides} , взаимодействием между двойной системой и диском \dot{e}_{disk} , а также за счет фазовой зависимости звездного ветра или перетекания массы за счет запол-

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 98 № 8 2021

нения полости Роша *ė*_{ml} (см. ниже) [13]. Общая формула изменение эксцентриситета запишется в виде

$$\dot{e} = \dot{e}_{\text{tides}} + \dot{e}_{\text{ml}} + \dot{e}_{\text{disk}}.$$
(7)

Рассмотрим каждый процесс в отдельности.

2.1.1. Перетекание вещества за счет заполнения полости Роша. Звезда в процессе своей эволюции может заполнять полость Роша. Это приводит к возможному перетеканию массы с одного компонента на другую. Радиус полости Роша определяется формулой Эгглтона [14]. Для первого компонента формула Эгглтона имеет вид

$$R_L = \frac{1 - e^2}{1 + e \cos \theta} \frac{0.49 q^{2/3} a}{0.6 q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})},$$
(8)

где θ – истинная аномалия, а $q = \frac{M_1}{M_2}$ – отношение масс звезд. Радиус полости Роша для второго компонента определяется заменой масс в отношении $q_2 = \frac{M_2}{M_1}$. Темп обмена массы задавался по формуле Риттера, [15, 12]

$$\dot{M}_{\rm rlof} = -\dot{M}_0 \exp\left(\gamma(q_2) \frac{R_1 - R_{L,1}}{H_{P,1}}\right),$$
 (9)

где $H_P = -dr/d \ln P$ — масштаб неоднородности давления. Темп потери массы \dot{M}_0 определяется по формуле

$$\dot{M}_{0} = \frac{2\pi}{\sqrt{e}} F_{1}(q_{2}) \frac{R_{L1}^{3}}{GM_{1}} \left(\frac{k_{\rm B}T_{\rm eff}}{m_{p}\mu_{\rm ph}}\right)^{3/2} \rho_{\rm ph},$$
 (10)

где $e \approx 2.72$ — основание натурального логарифма, m_p — масса протона, $T_{\rm eff}$ — эффективная температура донора, $k_{\rm B}$ — постоянная Стефана— Больцмана, $\mu_{\rm ph}$ и $\rho_{\rm ph}$ — средний молекулярный вес и плотность в фотосфере. Функции $F_1(q_2)$ и $\gamma(q_2)$ зависят только от отношения масс и определены в работе [15].

Для учета изменения углового момента использовалась $\alpha\beta\gamma\delta$ — модель [16]. В этой модели эффективность аккреции задается с помощью параметра ε_{rlof} , который определяется соотношением

$$\varepsilon_{\rm rlof} = 1 - \alpha - \beta - \delta, \tag{11}$$

где α , β , δ — доля массы, которая теряется в окрестности донора, аккретора и за счет тороидального диска, его радиус определяется соотно-

шением $R_{\text{toroid}} = \gamma^2 a$, где γ — параметр задачи. В этой модели изменение углового момента задается формулой [16]

$$\dot{J}_{\rm rlof} = \frac{\alpha + \beta q^2 + \delta \gamma (1+q)^2}{1+q} \frac{\dot{M}_{\rm rlof}}{M_2} J_{\rm orb}.$$
 (12)

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 98 № 8 2021

В данной работе коэффициенты α , β , γ , δ приняты равными $\alpha = 0.2$, $\beta = 0.3$, $\gamma = 0.4$ и $\delta = 0.1$.

2.1.2. Звездный ветер. Для учета потерь массы звездного компонента за счет ветра используется формула Реймерса [17]

$$\dot{M}_{\rm wind} = -4 \times 10^{13} \eta \frac{LR}{M} M_{\odot} / \rm{yr}$$
(13)

с коэффициентом $\eta = 0.5$. Фактор Тоута—Эгглтона [18], который усиливает ветер за счет приливного влияния и магнитной активности, не учитывался. На скорость потерь звездного ветра влияют вращение и излучение, поэтому использовался так называемый $\Omega\Gamma$ предел, который учитывает поправки за счет вращения Ω и излучения *L* звезды [11, 19, 20],

$$\dot{M}(\Omega) = \dot{M}(0) \left(\frac{1}{1 - \Omega/\Omega_{\rm crit}}\right)^{\varsigma}, \qquad (14)$$

где $\Omega_{\rm crit}^2 = \left(1 - \frac{L}{L_{\rm crit}}\right) \frac{GM}{R^3}$ — критическая угловая скорость на поверхности звезды, $L_{\rm crit} = 4\pi c GM/k$ — эддингтоновская светимость, k — непрозрачность, $\dot{M}(0)$ — скорость потерь массы без учета вращения и излучения. В данной работе величина ξ выбирается равной $\xi = 0.43$ [21].

Предполагая, что ветер сферически симметричен, получаем потери углового момента за счет ветра [13],

$$\dot{J}_{\text{wind},1,2} = \dot{M}_{\text{wind},1,2} \left(\frac{M_{2,1}}{M_1 + M_2}a\right)^2 \frac{2\pi}{P_{\text{orb}}} \sqrt{1 - e^2}.$$
 (15)

Суммарное изменение углового момента двойной системы за счет ветра определяется соотношением $\dot{J}_{wind} = \dot{J}_{wind,1} + \dot{J}_{wind,2}$.

2.1.3. Аккреция звездного ветра. Часть звездного ветра звезды может аккрецировать на компаньон. Считая аккрецию сферически симметричной, средний темп аккреции на компаньон оценивается по формуле Бонди-Хойла [22],

$$\dot{M}_2 = -\frac{1}{\sqrt{1-e^2}} \left(\frac{GM}{v_w^2}\right)^2 \frac{\alpha_{\rm BH}}{2a^2} \frac{1}{(1+v^2)^{3/2}} \dot{M}_1, \qquad (16)$$

где $v^2 = \frac{v_{orb}^2}{v_w^2}$, а v_w – скорость ветра. Скорость ветра оценивалась как $v_w^2 \approx 2\beta \frac{GM}{R}$ с коэффициентом $\beta = \frac{1}{8}$. В данной работе коэффициент α_{BH} задавался равным $\alpha_{BH} = 3/2$ в соответствии с работой [23].

2.1.4. Изменение эксцентриситета за счет потери массы. Потеря массы за счет звездного ветра или за счет перетекания массы через заполнение полости Роша могже быть не постоянна в течение полного орбитального периода. Это может приводить к изменению эксцентриситета двойной системы [24]. Если двойная система теряет массу на бесконечности $\dot{M}_{\infty}(\theta)$, то изменение эксцентриситета определяется соотношением [13, 24]

$$\dot{e}_{\rm loss} = \frac{|M_{\infty}(\theta)|}{M_1 + M_2} (e + \cos \theta), \tag{17}$$

где θ — истинная аномалия. Если потеря массы двойной системы на бесконечности постоянна во времени, то это не приводит к изменению эксцентриситета. Но если потеря массы \dot{M} в периастре больше, чем в апоастре, то это приведет к увеличению эксцентриситета.

Часть звездного ветра звезды может аккрецировать на компаньон. Это будет приводить к изменению эксцентриситета. Формула изменения эксцентриситета за счет аккреции звездного ветра имеет вид [13]

$$\dot{e}_{\rm acc} = 2 \left| \dot{M}_{\rm acc}(\theta) \right| \left(\frac{1}{M_1} - \frac{1}{M_2} \right) (e + \cos \theta).$$
(18)

Суммарное изменение эксцентриситета определяется формулой

$$\dot{e}_{\rm ml} = \int (\dot{e}_{\rm loss}(\theta) + \dot{e}_{\rm acc}(\theta)) d\theta.$$
(19)

2.1.5. Учет приливных сил. Приливные силы могут приводить к таким эффектам, как синхронизация частот и циркуляризация орбиты. Темп приливных взаимодействий определяется диссипацией приливного потока в звездах. Для учета приливных взаимодействий использовался формализм Хата [5] и Зана [25]. Рассматриваются два случая в зависимости от структуры звезды. В первом случае диссипация происходит в конвективной оболочке, во втором — в радиационной оболочке. Для описания эволюции орбитальных параметров используется формализм Хата [5], который в режиме слабого трения описывается формулами

$$\dot{e} = -27 \left(\frac{k}{T}\right) \frac{eq(1+q)}{(1-e^2)^{13/2}} \left(\frac{R}{a}\right)^8 \times$$

$$\times \left(f_3(e^2) - \frac{11}{18}(1-e^2)^{3/2} f_4(e^2)\frac{\Omega}{\omega}\right),$$

$$\dot{\Omega} = 3 \left(\frac{k}{T}\right) \frac{q^2}{r_g} \left(\frac{R}{a}\right)^6 \frac{\omega}{(1-e^2)^6} \times$$

$$\times \left(f_2(e^2) - (1-e^2)^{3/2} f_5(e^2)\frac{\Omega}{\omega}\right),$$
(20)
(21)

где f_2 , f_3 , f_4 , f_5 – степенные функции эксцентриситета [5], $r_g^2 = I/MR^2$, I – момент инерции, $\omega^2 = G(M_1 + M_2)/a^3$, k/T – диссипационный член, который определен ниже. В случае, когда оболочка конвективная, отношение $\frac{k}{T}$ задается соотношением [26]

$$\left(\frac{k}{T}\right)_{\rm conv} = \frac{2}{21} \frac{f_{\rm conv}}{\tau_{\rm conv}} \frac{M_{\rm env}}{M} \,{\rm yr}^{-1},\tag{22}$$

где τ_{conv} — характерное время оборота конвективной ячейки, определяется следующим соотношением

$$\tau_{\rm conv} = 0.4311 \left(\frac{M_{\rm env} R_{\rm env} (R - R_{\rm env}/2)}{3L} \right)^{1/3}, \qquad (23)$$

где $M_{\rm env}$, $R_{\rm env}$ — масса и радиус оболочки. Если время оборота конвективной ячейки $\tau_{\rm conv}$ больше орбитального периода, то диссипация будет подавлена на фактор $2\tau_{\rm conv}/P_{\rm orb}$ [27, 28]. Это определяется фактором $f_{\rm conv}$, равным

$$f_{\rm conv} = \min\left[1, \left(\frac{P_{\rm orb}}{2\tau_{\rm conv}}\right)^2\right].$$
 (24)

В случае, когда оболочка радиационная, то отношение $\frac{k}{T}$ задается по формуле Зана [25, 29]

$$\left(\frac{k}{T}\right)_{\rm rad} = 1.9782 \times 10^4 \, \frac{MR^2}{a^5} (1+q)^{5/6} E_2 \, {\rm yr}^{-1},$$
 (25)

где численный фактор E₂ фитировался формулой

$$E_2 = 1.592 \times 10^{-9} M^{2.84}.$$
 (26)

Приведенные выше формулы качественно согласуются с наблюдениями, хотя и имеют серьезные недостатки [30].

2.1.6. Магнитное торможение. Звезды, подобные Солнцу, обладают конвективной оболочкой, в которой генерируется магнитное поле. Это магнитное поле может вносить существенный вклад в замедление вращения звезды из-за замагниченного ветра [31]. Следовательно, двойная система будет также изменять орбитальный угловой момент [22]. Раппапорт и др. [32] вывели формулу потерь углового момента звездой за счет магнитного торможения, которая имеет вид [22, 12]

$$\dot{J}_{\rm mb} = -6.82 \times 10^{34} \left(\frac{M_1}{M_{\odot}}\right) \left(\frac{R_1}{R_{\odot}}\right)^{l_m} \times \left(\frac{1d}{P_{\rm otb}}\right)^3 [дин \, {\rm см}].$$
(27)

Это выражение зависит от коэффициента γ_m , который выбирался равным $\gamma_m = 3$.

2.1.7. Спин-орбитальное взаимодействие. Как приливное взаимодействие, так и перетекание массы и звездный ветер могут сильно изменить угловой момент звезды. Поэтому необходимо учесть спин-орбитальное взаимодействие, кото-

2021

Nº 8

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 98

рое будет изменять орбитальный угловой момент двойной системы. Учет этого эффекта основан на законе сохранения полного углового момента [12]. Изменение углового момента орбитального движения есть изменение вращательного углового момента звезды с учетом потерь массы за счет звездного ветра и перетекания вещества. Общее выражение имеет вид [12]

$$\dot{J}_{\rm ls} = -\frac{1}{\delta t} \bigg[\delta S_1 - S_{\rm l,lost} \frac{\dot{M}_{\rm wind,l}}{\dot{M}_1} + \delta S_2 - S_{\rm 2,lost} \bigg].$$
(28)

2.1.8. Гравитационное излучение. Для общности был также включен эффект гравитационного излучения двух массивных тел. Гравитационное излучение эффективно для катаклизмических переменных с орбитальным периодом менее 3 ч. Знаменитый пульсар Халса-Тейлора имеет орбитальный период 7.75 ч. Изменение орбитального углового момента и эксцентриситета за счет гравитационного излучения определяется формулами [22]

$$\dot{J}_{\rm gr} = -\frac{32G^{7/2}}{5c^5} \frac{M_1^2 M_2^2 \sqrt{M_1 + M_2}}{a^{7/2}} \frac{1 + \frac{7}{8}e^2}{(1 - e^2)^2}, \qquad (29)$$

$$\frac{\dot{e}_{\rm gr}}{e} = -\frac{304G^3}{15c^5} \frac{M_1 M_2 (M_1 + M_2)}{a^4} \frac{1 + \frac{121}{304}e^2}{(1 - e^2)^{5/2}}.$$
 (30)

2.1.9. Другие эффекты. Другие эффекты, такие как слияние звездных компонентов, столкновения и эффект общей оболочки, не учитывались в данной работе.

2.2. Конвекция

В данном и в следующем разделах будут рассмотрены близкие процессы — конвекция и дифференциальное вращение. Эти процессы будут рассмотрены в диффузном приближении, с некоторым коэффициентом диффузии D для каждого процесса. Предполагается, что суммарный коэффициент диффузии является суммой коэффициентов диффузии каждого процесса с некоторым весом f_e ,

$$D = D_{conv} + D_{sc} + D_{ov} + + f_c (D_{DSI} + D_{SHI} + D_{SSI} + D_{ES} + D_{GSF}).$$
(31)

Весовой фактор f_c определяет уменьшение коэффициентов диффузии за счет вращения для неустойчивостей, связанных с дифференциальным вращением, и принимает значения в диапазоне $0 \le f_c \le 1$.

Для дифференциального вращения необходимо будет знать коэффициент турбулентной вязкости, который отвечает за перераспределение углового момента в звездах. В данной работе коэффициент турбулентной вязкости приравнива-

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 98 № 8 2021

ется коэффициенту диффузии перераспределения вещества, но с одинаковым весом, равным единице [33],

$$\nu = D_{\text{conv}} + D_{\text{sc}} + D_{\text{ov}} + + D_{\text{DSI}} + D_{\text{SHI}} + D_{\text{SSI}} + D_{\text{ES}} + D_{\text{GSF}},$$
(32)

где D_{conv} — коэффициент диффузии и турбулентной вязкости для процессов конвекции, D_{sc} — полуконвекции, D_{ov} — овершутинга, D_{DSI} — динамической сдвиговой неустойчивости, D_{SHI} — неустойчивости Солберга—Хойланда, D_{SSI} — вековой сдвиговой неустойчивости, D_{ES} — меридиональной циркуляции, D_{GSF} — неустойчивости Голдрайха—Шуберта—Фрике. В данной работе фактор веса f_c выбирается равным $f_c = 1/30$, как следует из теоретических соображений работы [34].

2.2.1. Конвекция. Звезда может находиться в гидродинамическом равновесии, но не находиться в тепловом равновесии одновременно. Это приводит к развитию конвекции. Конвекция будет происходить, если температурный градиент меньше адиабатического градиента [33],

$$\nabla_{\rm ad} - \nabla \le 0, \tag{33}$$

$$\nabla_{\rm ad} = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P}\right)_{\rm ad}, \quad \nabla = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P}\right)$$
(34)

 адиабатический и температурный градиенты соответственно. Этот критерий называется критерием Шварцшильда. Критерий Шварцшильда (33) не является верным по многим причинам. В частности, градиент молекулярного веса может препятствовать возникновению конвекции. Поэтому обобщенный критерий отсутствия конвекции имеет вид

$$\nabla_{\rm ad} - \nabla + \frac{\Phi}{\delta} \nabla_{\mu} \ge 0, \tag{35}$$

где

$$\nabla_{\mu} = \frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln P}, \quad \delta = -\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T}\Big|_{\mu,P},$$
$$\phi = -\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \mu}\Big|_{T,P}.$$

Этот критерий называется критерием возникновения конвекции Леду. В данной работе для описания конвекции рассматривается критерий Леду (35) и применяется теория путей перемешивания, которая описывает конвекцию как диффузный процесс с коэффициентом диффузии, равным

$$D_{\rm conv} = D_{\rm mlt} = \frac{1}{3} \alpha_{\rm mlt} H_p V_{\rm conv}, \qquad (36)$$

здесь H_p — масштаб неоднородности давления, $v_{\rm conv}$ — скорость конвективной ячейки. Численный параметр $\alpha_{\rm mlt}$ в работе выбирался равным $\alpha_{\rm mlt} = 1.8$.

Конвекция в звездах — достаточно быстрый процесс, в результате которого происходит выглаживание неоднородностей в конвективной области.

2.2.2. Полуконвекция. Полуконвекция происходит в случае, когда температурный градиент стабилизирует условие возникновения конвекции путем больших градиентов молекулярного веса. Граница области возникновения полуконвекции определяется соотношением

$$\frac{\Phi}{\delta}\nabla_{\mu} \ge \nabla - \nabla_{ad} \ge 0. \tag{37}$$

Полуконвекция является вековой неустойчивостью в том смысле, что она происходит на тепловых временны́х масштабах. Коэффициент диффузии определяется выражением [11, 35]:

$$D_{\rm sc} = \alpha_{\rm sc} \left(\frac{K}{6c_p \rho} \right) \frac{\nabla - \nabla_{\rm ad}}{\nabla_{\rm ad} - \nabla + \frac{\Phi}{\delta} \nabla_{\mu}}, \qquad (38)$$

где c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, $K = \frac{4acT^3}{3k\rho}$, a — постоянная Стефана-Больцмана. Коэффициент α_{sc} в данной работе выбран равным $\alpha_{sc} = 0.01$.

2.2.3. Овершутинг. Овершутинг определяется вне Шварцшильдовской границы конвективной области, которая определена условием (33). На этой границе сила плавучести и, следовательно, ускорение конвективной ячейки, равна нулю. Но скорость конвективной ячейки не обязательно равна нулю на этой границе. Это приводит к тому, что конвективная ячейка продолжает движение вне конвективной области, определенной критерием Шварцшильда, но с замедлением. Такой процесс называется овершутинг. В данной работе овершутинг рассматривается через экспоненциальное затухание с коэффициентом диффузии, равным [11]

$$D_{\rm ov} = D_{\rm conv} \exp\left(-\frac{2\Delta r}{f_{\rm ov}H_p}\right),\tag{39}$$

где Δr — расстояние от начала границы конвективной области, f_{ov} — безразмерный параметр, который определяет размер области овершутига. В данной работе этот параметр выбирался равным $f_{ov} = 0.004$.

2.3. Дифференциальное вращение

В данном разделе рассматриваются неустойчивости, которые приводят к перемешиванию вещества и перераспределению углового момента за счет дифференциального вращения звезды. Эти неустойчивости можно разделить на две группы в зависимости от характерных времен, на которых они действуют [36]. Это динамические и вековые неустойчивости. Первые действуют на характерных временах свободного падения $\tau_{dyn} = \sqrt{R^3/GM}$, а вторые на временах Кельвина–Гемгольца $\tau_{HK} = GM^2/LR$, где L – светимость звезды [37]. Динамическое время на много порядков меныше, чем любые другие характерные временах перемении звезды. На динамических временах перемении звезды. На динамических временах перемению дии звезды. На пример, для Солнца характерные вре-

мена равны $\tau_{dyn} \approx 1500$ с, $\tau_{HK} \approx 10^{15}$ с.

Дифференциальное вращение звезд возникает либо за счет неустойчивости, либо за счет взаимодействия турбулентной конвекции с вращением [38]. В данной работе рассматривается пять видов неустойчивостей: динамическая сдвиговая неустойчивость, меридиональная циркуляция (циркуляция Эддингтона-Свита), вековая сдвиговая неустойчивость, неустойчивость Солберга-Хойланда, неустойчивость Голдрайха-Шуберта-Фрике. Данные виды неустойчивостей рассматриваются в диффузном приближении, с некоторыми коэффициентами диффузии и весовым эффективным фактором. Дифференциальное вращение переносит угловой момент и перераспределяет вещество внутри звезды [38]. Поэтому рассматриваются два уравнения [33, 36]. Уравнение перемешивания вещества,

$$\frac{\partial X_n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial M} \left[(4\pi r^2 \rho)^2 D \frac{\partial X_n}{\partial M} \right] + \left(\frac{dX_n}{dt} \right)_{\text{nuc}}, \qquad (40)$$

и уравнение переноса углового момента,

$$\frac{\partial\Omega}{\partial t} = \frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial M} \left[(4\pi r^2 \rho)^2 i v \frac{\partial\Omega}{\partial M} \right] - \frac{\Omega}{r} \left(\frac{\partial r}{\partial t} \right) \frac{d\ln i}{d\ln r}, \quad (41)$$

где *D* – суммарный коэффициент диффузии каждого процесса, *X_n* – массовая доля каждого элемента вида *n*, *i* – удельный момент инерции звезды.

Вкратце рассмотрим каждую неустойчивость отдельно.

2.3.1. Динамическая сдвиговая неустойчивость. Динамическая сдвиговая неустойчивость возникает, когда энергия сдвигового потока становится сравнима с работой, совершаемой силами плавучести по адиабатическому переносу элемента массы в гравитационном поле [33]. Стабилизирующим фактором сдвигового потока является градиент плотности. Вдоль поверхности постоянной

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 98 № 8 2021

плотности любое дифференциальное вращение неустойчиво [36]. Условие устойчивости определяется числом Ричардсона *Ri*, которое при дифференциальном рассмотрении определяется как отношение силы плавучести к квадрату разности скоростей [33, 36, 39],

$$Ri = \frac{N^2}{\left(\frac{d\Omega}{d\ln r}\right)^2} > Ri_{\rm crit} \approx \frac{1}{4},\tag{42}$$

где N — частота Брунта-Вайсала. Коэффициент диффузии определяется характерным пространственным масштабом области неустойчивости d_{inst} , масштабом неоднородности давления H_p и локальным динамическим временем τ_{dyn} [33]:

$$D_{\text{DSI}} = \left[\min\{d_{\text{inst}}, H_p\}\left(1 - \max\left\{\frac{Ri}{Ri_{\text{crit}}}, 0\right\}\right)\right]^2 / \tau_{\text{dyn}}.$$
(43)

Считается, что неустойчивость достаточно слабая при малых отклонениях числа Ричардсона от критического значения $Ri_{\rm crit} \approx \frac{1}{4}$, поэтому был добавлен квадратичный фактор в соотношение (43).

2.3.2. Неустойчивость Солберга–Хойланда. Неустойчивость Солберга–Хойланда возникает в случае, когда направление суммарной силы, действующей на массовый элемент, будет иметь то же направление, что и смещение этого элемента [33]. Условие устойчивости против осесимметричных адиабатических возмущений можно разделить на два условия. Первое условие устойчивости на экваторе в вертикальном направлении определяется критерием вида [33]

$$R_{\rm SH} = N^2 + \frac{1}{r^3} \frac{d}{dr} (r^2 \Omega)^2 \ge 0.$$
 (44)

Если удельный угловой момент $j \sim r^2 \Omega$ не зависит от радиуса, то данный критерий сводится к критерию Леду возникновения конвекции. Если среда устойчива по отношению к конвекции, то данный критерий сводится к критерию устойчивости Рэлея вращающейся жидкости. Второе условие сводится к условию устойчивости дифференциального вращения вдоль поверхности постоянной энтропии и требует, чтобы на такой поверхности выполнялось условие $\partial j/\partial z \leq 0$ [39].

Коэффициент диффузии определяется аналогично динамической сдвиговой неустойчивости: характерным пространственным масштабом области неустойчивости d_{inst} , масштабом неоднородности давления H_p и локальным динамическим временем τ_{dyn} :

$$D_{\rm SHI} = \left[\min\{d_{\rm inst}, H_p\}\left(\frac{rR_{\rm SH}}{g}\right)\right]^2 / \tau_{\rm dyn}.$$
 (45)

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 98 № 8 2021

2.3.3. Вековая сдвиговая неустойчивость. Вековая сдвиговая неустойчивость аналогична динамической сдвиговой неустойчивости, только стабилизация происходит не за счет градиента плотности, а за счет градиента температур. Поэтому этот процесс происходит на масштабах времени Кельвина–Гемгольца τ_{HK} , когда характерное время тепловой диффузии много меньше характерного времени диффузии углового момента. Это означает, что в среде обмен тепла происходит быстрее перераспределения углового момента. Условие в звезде определяется числом Прандтля, которое является отношением кинематической вязкости к коэффициенту температуропроводно-

сти $\Pr = \frac{\nu}{\chi}$. Для звезд, как правило, $\Pr \ll 1$. В работе [36] было показано, что вековая сдвиговая неустойчивость определяется двумя условиями:

$$Ri_{s,1} = \frac{PrRe_c}{8} \frac{\rho\delta}{P} (\nabla_{ad} - \nabla) \left(g \frac{d\ln r}{d\Omega}\right)^2 > Ri_{crit}, \quad (46)$$

И

$$Ri_{s,2} = \frac{\rho \phi \nabla_{\mu}}{P} \left(g \frac{d \ln r}{d\Omega} \right)^2 > Ri_{\rm crit}, \tag{47}$$

где Re_c — критическое число Рейнольдса. Второе условие связано с тем, что µ-градиент (градиент среднего молекулярного веса) может стабилизировать вековую сдвиговую неустойчивость. Крупномасштабная скорость определяется как скорость турбулентного элемента и оценивается величиной [36]

$$v_{\rm SSI} = \sqrt{\frac{v}{{\rm Re}_c} \frac{d\Omega}{d\ln r}}$$
(48)

и ограничивается скоростью звука [33].

Коэффициент диффузии определяется крупномасштабной скоростью турбулентного элемента v_{SSI} , масштабом неоднородности крупномасштабной скорости $H_{v,ssi} = |dr/d \ln v_{SSI}|$ и масштабом неоднородности давления H_p

$$D_{\text{SSI}} = \min\{v_{\text{SSI}}, c_s\} \min\{H_{v,\text{SSI}}, H_p\} \times \\ \times \left(1 - \frac{\max\{Ri_{s,1}, Ri_{s,2}\}}{R_{i,c}}\right)^2.$$
(49)

2.3.4. Меридиональная циркуляция. Вращающаяся звезда может не находиться одновременно в гидродинамическом и тепловом равновесии. Это связано с тем, что поверхности постоянной температуры и постоянного давления могут не совпадать [33]. Это приводит к развитию крупномасштабного меридионального течения. Скорость меридионального течения была оценена в работе [40]

$$v_{e} = \frac{\nabla_{ad}}{\delta(\nabla_{ad} - \nabla)} \times \\ \times \frac{\Omega^{2} r^{3} L}{G^{2} M^{2}} \left[\frac{2(\varepsilon_{n} + \varepsilon_{v})r^{2}}{L} - \frac{2r^{2}}{M} - \frac{3}{4\pi\rho r} \right].$$
(50)

В работе [40] Киппенхан не учел влияние µ-градиента, который может стабилизировать меридиональную циркуляцию. Эта стабилизирующая меридиональная скорость оценивается как [33]

$$v_{\mu} = \frac{H_p}{\tau_{HK}} \frac{\phi \nabla_{\mu}}{\delta (\nabla - \nabla_{ad})}.$$
 (51)

Тогда скорость меридионального течения определяется формулой $v_{\rm ES} = \max\{|v_e| - |v_{\mu}|, 0\}$. Коэффициент диффузии определяется скоростью крупномасштабного течения $v_{\rm ES}$, масштабом неоднородности скорости $H_{v,\rm ES} = |dr/d \ln v_{\rm ES}|$ и пространственным масштабом неустойчивости $d_{\rm inst}$:

$$D_{\rm ES} = \min\{d_{\rm inst}, H_{v,\rm ES}\}v_{\rm ES}.$$
 (52)

2.3.5. Неустойчивость Голдрайха-Шуберта-Фрике. Неустойчивость Голдрайха-Шуберта-Фрике против осесимметричных возмущений исследовалась в работах [41, 42]. Они показали, что в невязкой среде, для которой Pr ≪ 1, неустойчивость возникает при условиях [33]

$$\frac{\partial j}{\partial r} \ge 0, \quad \frac{\partial \Omega}{\partial z} = 0.$$
 (53)

Первое условие аналогично условию неустойчивости Солберга—Хойланда, но стабилизация происходит за счет градиента температуры. Второе условие означает бессдвиговое течение в вертикальной плоскости. Нарушение этого условия приводит к возбуждению меридионального течения [33]. Скорость крупномасштабного течения можно оценить по формуле [36]

$$v_g = \frac{2H_T}{H_i} \frac{d\ln\Omega}{d\ln r} v_e, \tag{54}$$

где $H_T = -dr/d \ln T$, $H_j = -dr/d \ln j$ — масштабы неоднородности температуры и удельного углового момента соответственно. Принимая во внимание стабилизирующий эффект за счет µ-градиента, результирующая скорость крупномасштабного течения оценивается как $v_{\rm GSF} = \max\{|v_g| - |v_\mu|\}$. Коэффициент диффузии определяется скоростью крупномасштабного течения $v_{\rm GSF}$, масштабом неоднородности скорости $H_{c,\rm GSF} = |dr/d \ln v_{\rm GSF}|$ и масштабом неустойчивости $d_{\rm inst}$ [33]:

$$D_{\rm GSF} = \min\{d_{\rm inst}, H_{c,\rm GSF}\}v_{\rm GSF}.$$
(55)

При малых градиентах угловой скорости циркуляция Эддингтона—Свита преобладает над неустойчивостью Голдрайха—Шуберта—Фрике. С увеличением градиента угловой скорости неустойчивость Голдрайха—Шуберта—Фрике начинает преобладать над циркуляцией Эддингтона— Свита.

2.4. Параметры моделирования

В работе проведено численное моделирование эволюшии звезды в двойной системе в зависимости от начальных орбитальных параметров (орбитальный период, эксцентриситет, масса компаньона). В начальный момент времени $t = 10^5$ лет масса звезды задавалась равной одной массе Солнца $M_1 = M_{\odot}$ для всех параметров моделирования с металличностью z равной z = 0.02. Масса компаньона варьировалась в диапазоне $M_2 = [0.01; 0.1; 1; 10] M_{\odot}$. Нижний предел этого диапазона приблизительно соответствует десяти массам Юпитера [43], а верхний предел - массивным звездам [44]. Начальный эксцентриситет двойной системы выбирался равным *e* = [0; 0.2; 0.4; 0.6; 0.8], а начальный орбитальный период задавался равным $P_{\text{orb}} = [5; 7.5; 10]$ дней. Всего было промоделировано 60 моделей эволюции звезд с различными начальными орбитальными параметрами. Моделирование проводилось с момента времени $t = 10^5$ лет либо до момента времени, когда орбитальный период становился приблизительно равным $P_{\rm orb} \approx 0.6$ дней, либо до момента времени $t = 10^{10}$ лет, что приблизительно составляет время жизни звезды на главной последовательности для массы звезды, равной одной массе Солнца. В начальный момент моделирования $t = 10^5$ лет задавалось твердотельное вращение основной звезды с линейной скоростью на поверхности звезды, равной $v_{sur} = 2 \text{ км/с для всех}$ моделей. Это соответствует начальному периоду вращения поверхности основной звезды, равной *P*_{rot} ≈ 22 дня. Например, период вращения поверхности Солнца на экваторе приблизительно равен *P*_{rot} ≈ 25 дней. В начальный момент времени для всех моделей двойная система находилась в субсинхронизованном состоянии, так как $P_{\rm orb}/P_{\rm rot} < 1.$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В данной главе представлены результаты эволюции параметров орбиты (эксцентриситета, орбитального периода и отношения периода вращения звезды к орбитальному периоду) тесной двойной системы в зависимости от возраста звезды.



Рис. 1. Изменение эксцентриситета тесной двойной системы в зависимости от возраста основной звезды (в годах). Начальный эксцентриситет равен e = 0.2 для начальных орбитальных периодов $P_{orb} = 5$ дней (синий цвет), 7.5 дней (зеленый) и 10 дней (красный). Массы второго компаньона равны $M_2 = 0.01 M_{\odot}$ (показана сплошной кривой), $0.1 M_{\odot}$ (штрихпунктирные кривые), $1 M_{\odot}$ (штриховые кривые) и $10M_{\odot}$ (пунктирные кривые).

3.1. Изменение эксцентриситета

Во всех моделях изменение эксцентриситета происходит за счет приливных взаимодействий. Только незначительное влияние на увеличение эксцентриситета вносит эффекты потери массы и аккреции (2.1.4) для следующих моделей с параметрами: $M_2 = 0.01 M_{\odot}$, $P_{\text{orb}} = 5$ дней, e = 0.6; $M_2 = 0.01 \ M_{\odot}, P_{\text{orb}} = 5$ дней, $e = 0.8; M_2 = 0.01 \ M_{\odot},$ $P_{\rm orb} = 7.5$ дней, e = 0.8; $M_2 = 0.01~M_{\odot},$ $P_{\rm orb} =$ = 10 дней, e = 0.8 и $M_2 = 0.1 M_{\odot}$, $P_{\text{orb}} = 5$ дней, e = 0.8. Увеличение эксцентриситета происходит в конце численного счета, когда орбитальный период становится близким к величине $P_{\rm orb} \approx$ Для ≈ 0.6 дней. модели с параметрами $M_2 = 0.01 \ M_{\odot}, \ P_{\rm orb} = 5$ дней, e = 0.8 характерные времена изменения эксцентриситета за счет накачки в 5 раз больше, чем за счет приливных взаимодействий при возрасте основной звезды $t_{\rm age} \approx 2.9 \times 10^8$ лет. Это означает, что эксцентриситет двойной системы будет не уменьшаться за счет приливных сил, а увеличиваться за счет накачки эксцентриситета.

Изменение эксцентриситета двойной системы с течением времени (в годах) показано на рис. 1–4 для конфигураций орбит с начальным эксцентриситетом e = 0.2, 0.4, 0.6 и 0.8 соответственно. Разные цвета кривых означают следующее: синий цвет — начальный орбитальный период равен $P_{\rm orb} = 5$ дней, зеленый — $P_{\rm orb} = 7.5$ дней, красный — $P_{\rm orb} = 10$ дней. Разный стиль кривых означает следующее: сплошная кривая соответствует массе компаньона $M_2 = 0.01 M_{\odot}$, штрихпунктирная

кривая — 0.1 $M_{\odot},$ штриховая кривая — 1 M_{\odot} и пунктирная кривая — 10 $M_{\odot}.$

Приливные взаимодействия приводят к циркуляризации орбиты, что сводится к уменьшению эксцентриситета двойной системы (20). Поэтому эксцентриситет двойной системы будет стремиться к нулю с течением времени. Эффективность приливного потока зависит от отношения масс звезд, начального орбитального периода и эксцентриситета нелинейным образом (20). Из рис. 1-4 непосредственно видно, что чем меньше начальный орбитальный период, тем более быстро уменьшается эксцентриситет двойной системы (на рис. 1-4 синяя кривая быстрее достигает нулевого эксцентриситета, чем зеленая и красная, а зеленая кривая быстрее красной одного и того же стиля). Кривые разных начальных орбитальных периодов для заданной массы компаньона выходят из одной точки, но никогда не пересекаются. Зависимость от отношения масс звезд не такая очевидная. Это связано с тем, что в зависимости от массы компаньона изменяется также орбитальный период двойной системы, что, следовательно, приводит к изменению эксцентриситета (на рис. 1-4 это отображается в виде изломов). Это, в свою очередь, приведет к тому, что для более массивного компаньона эксцентриситет будет изменяться медленнее, чем для менее массивного за время жизни звезды на главной последовательности. На графиках это проявляется тем, что кривые одного цвета, но разного стиля - могут пересекаться.

Вывод заключается в следующем: изменение эксцентриситета происходит за счет приливных сил. Накачка эксцентриситета за счет потери мас-



Рис. 2. То же, что на рис. 1, для *e* = 0.4.



Рис. 3. То же, что на рис. 1, для *e* = 0.6.






Рис. 5. Зависимость орбитального периода двойной системы (в днях) от возраста основной звезды (в годах). Начальный орбитальный период равен $P_{\rm orb} = 5$ дней. Приведены кривые для начального эксцентриситета e = 0 (черный цвет), 0.2 (голубой), 0.4 (зеленый), 0.6 (красный), 0.8 (фиолетовый). Массы второго компаньона равны $M_2 = 0.01 M_{\odot}$ (сплошные кривые), 0.1 M_{\odot} (штрихпунктирные кривые), 1 M_{\odot} (штриховые кривые) и 10 M_{\odot} (пунктирные кривые).

сы и аккреции может происходить для маломассивного компаньона с коротким орбитальным периодом и с большим эксцентриситетом, но существенной роли на эволюцию орбиты это не сказывает.

3.2. Изменение орбитального углового момента

Для маломассивного компаньона с массами $M_2 = 0.01 \ M_{\odot}$ и 0.1 M_{\odot} основной вклад в изменение орбитального углового момента j_{orb} вносит магнитное торможение (2.1.6) в течение всей эволюции звезды на главной последовательности. Звездный ветер (2.1.2) дает сравнимый вклад только для короткопериодической и сильно вытянутой орбиты с периодом, равным $P_{orb} = 5$ дней и эксцентриситетом e = 0.6 и 0.8.

Для моделей с массами компаньона $M_2 = 1 M_{\odot}$ и 10 M_{\odot} все три эффекта — магнитное торможение (2.1.6), спин-орбитальное взаимодействие (2.1.7) и звездный ветер (2.1.2) — дают сравнимые вклады. В зависимости от параметров задачи и возраста основной звезды один из эффектов может преобладать над другими.

Вывод заключается в следующем: три эффекта (магнитное торможение, звездный ветер и спинорбитальное взаимодействие) играют существенную роль. В зависимости от начальных параметров орбиты и времен эволюции преобладает один эффект над другим или все три эффекта дают значительный вклад в изменение орбитального углового момента.

3.3. Изменение орбитального периода

Изменение орбитального периода двойной системы вычисляется по формуле (2). В зависимости от параметров задачи, то или иное слагаемое вносит существенный вклад. В большинстве случаев основной вклад дает изменение орбитального углового момента (3.2). Изменение массы звезд (2.1.2) дает значительный вклад при массе компаньона равным $M_2 = 1 M_{\odot}$ и 10 M_{\odot} . Для высокоэллиптической орбиты с эксцентриситетами e = 0.6 и 0.8 существенный вклад также дает изменение эксцентриситета двойной системы (2.1.4).

На рис. 5, 6 и 7 показано изменение орбитального периода в днях с течением времени (в годах) для начального орбитального периода $P_{\rm orb} = [5;7.5;10]$ дней соответственно. Обозначения следующие: сплошная кривая соответствует массе компаньона $M_2 = 0.01 M_{\odot}$, штрихпунктирная кривая – $0.1 M_{\odot}$, штриховая – $1 M_{\odot}$ и пунктирная – $10 M_{\odot}$. Цвет кривой соответствует эксцентриситету: e = 0 (черный), 0.2 (голубой), 0.4 (зеленый), 0.6 (красный) и 0.8 (фиолетовый).

Для всех случаев, рассмотренных в работе, орбитальный период уменьшается с течением времени. Наибольший эффект достигается при большом эксцентриситете, e = 0.8, за счет быстрого изменения самого эксцентриситета. Дальше прослеживается зависимость: чем больше масса и меньше эксцентриситет, тем слабее изменяется орбитальный период. Для круговой орбиты e = 0и массивного компаньона $M_2 = 10 M_{\odot}$ орбитальный период двойной системы приблизительно



Рис. 6. То же, что на рис. 5, для начального орбитального периода $P_{orb} = 7.5$ дней.



Рис. 7. То же, что на рис. 5, для начального орбитального периода $P_{orb} = 10$ дней.

остается постоянным в течение эволюции звезды на главной последовательности.

Выводы заключаются в следующем: изменение орбитального периода главным образом обусловлено изменением орбитального углового момента. Изменение эксцентриситета и массы звезд вносит существенный вклад только для некоторых орбитальных параметров. Изменение орбитального периода в тесных двойных системах можно непосредственно наблюдать и сравнивать с теоретическими предсказаниями [28, 43, 44].

3.4. Отношение периодов вращения основной звезды к орбитальному периоду

На рис. 8, 9 и 10 показаны графики зависимости отношения периода вращения звезды к орбитальному периоду с течением времени (в годах) для разных начальных значений орбитальных периодов $P_{\rm orb} = 5$, 7.5 и 10 дней соответственно. Сплошными кривыми изображены случаи, когда масса компаньона равна $M_2 = 0.01 M_{\odot}$, штрих-пунктирными — $0.1 M_{\odot}$, штриховыми — $1 M_{\odot}$ и пунктирными — $10 M_{\odot}$. Цвет кривой указывает на значение эксцентриситета: e = 0 (черный), 0.2 (синий), 0.4 (зеленый), 0.6 (красный) и 0.8 (фиолетовый).

Из рис. 8–10 видно, что все сплошные кривые, которые соответствуют массе компаньона $M_2 = 0.01 M_{\odot}$, не стремятся к синхронизованному состоянию ни при каком эксцентриситете. Это связано с тем, что при малой массе компаньона приливные взаимодействия будут значительно слабее других эффектов. Рост величины



Рис. 8. Зависимость отношения периода вращения основной звезды к орбитальному периоду от времени (в годах) для начального орбитального периода двойной системы $P_{\rm orb} = 5$ дней и для начальных эксцентриситетов e = 0 (черный цвет), 0.2 (синий), 0.4 (зеленый), 0.6 (красный) и 0.8 (фиолетовый). Массы второго компаньона равны $M_2 = 0.01 M_{\odot}$ (сплошные кривые), 0.1 M_{\odot} (штрих-пунктирные кривые), 1 M_{\odot} (штриховые кривые) и 10 M_{\odot} (пунктирные кривые).



Рис. 9. То же, что на рис. 8, для начального орбитального периода двойной системы *P*_{orb} = 7.5 дней.

 $P_{\rm rot}/P_{\rm orb}$ происходит за счет быстрого уменьшения орбитального периода (см. рис. 5–7). С увеличением массы компаньона до $M_2 = 0.1 M_{\odot}$ (штрихпунктирные кривые) приливные взаимодействия начинают преобладать над другими эффектами. Для малых величин эксцентриситета e = [0; 0.2; 0.4; 0.6], двойная система стремится к синхронизованному состоянию, но в зависимости от начального орбитального периода (а следовательно, и от силы приливных взаимодействий) за время жизни основной звезды на главной последовательности двойная система либо синхронизуется, либо будет находиться в асинхронном состоянии. Для начального орбитального период

мя жизни основной звезды на главной последовательности (черная, синяя и зеленая штрихпунктирные кривые на рис. 8). Для начального орбитального периода $P_{orb} = 7.5$ и 10 дней, синхронизация либо наступает, либо нет в зависимости от эксцентриситета. За время жизни основной звезды на главной последовательности здесь наблюдается асинхронное состояние (как сверхсинхронизованное, так и субсинхронизованное). Для эксцентриситета e = 0.8 ситуация более сложная. Отношение вращательного периода к орбитальному сначала увеличивается, потом уменьшается, а потом снова увеличивается. Это

да $P_{\rm orb} = 5$ дней, синхронизация наступает за вре-

 P_{rod}/P_{orb} 10^{1} 10^{0} 10^{0} 10^{-1}

Рис. 10. То же, что на рис. 8, для начального орбитального периода двойной системы $P_{\text{orb}} = 10$ дней.

связано с тем, что при большом эксцентриситете приливные взаимодействия более эффективны в периастре, следовательно, преобладание различных эффектов может чередоваться в зависимости от орбитального периода, а следовательно, и с течением времени.

Для массы компаньона $M_2 = 1 M_{\odot}$ (штриховые кривые) ситуация различается в зависимости от начального орбитального периода. При начальном орбитальном периоде, равном $P_{\text{orb}} = 5$ дней, вне зависимости от начального эксцентриситета, двойная система достигает синхронизованного состояния за время жизни основной звезды на главной последовательности. Для начальных орбитальных периодов $P_{\text{orb}} = 7.5$ и 10 дней наблюдаются либо синхронизация, либо асинхронное состояние (сверхсинхронизация). Синхронизация наблюдается для круговых (с малым эксцентриситетом) орбит. Для эксцентричных орбит имеет место асинхронное состояние, причем только сверхсинхронизация. Она наблюдается на продолжительном периоде жизни звезды на главной последовательности.

Для массы компаньона, равной $M_2 = 1 M_{\odot}$ (пунктирные кривые) в зависимости от эксцентриситета и начального орбитального периода, двойная система будет стремиться либо к синхронизованному, либо к сверхсинхронизованному состоянию для любого эксцентриситета. Причем звезда может находиться в сверхсинхронизованном состоянии в течение всей жизни звезды на главной последовательности (синие, зеленые и красные пунктирные кривые на рис. 9 и 10).

Выводы заключаются в следующем: для компаньона с массой больше одной массы Солнца, $M_2 \ge 1 \ M_{\odot}$, звезда находится либо в синхронизованном состоянии, либо в сверхсинхронизован-

ном на главной последовательности. Для массы компаньона $M_2 = 0.1 M_{\odot}$ звезда может находиться в любом состоянии в зависимости от эксцентриситета и начального орбитального периода. Для массы компаньона $M_2 = 0.01 M_{\odot}$ звезда не стремится к синхронизованному состоянию. Асинхронное состояние объясняется псевдосинхронизацией для орбит с ненулевым эксцентриситетом. Для орбит с нулевым эксцентриситетом асинхронное состояние объясняется диффиренциальным вращением. На рис. 11 показан пример зависимости угловой скорости вращения звезды (в единицах c^{-1}) от безразмерного радиуса звезды (синяя кривая) для модели с параметрами $M_2 = 10 \, M_{\odot}, P_{\rm orb} = 5$ дней, e = 0 и возрастом звезды $t = 10^{10}$ лет. Горизонтальной зеленой штрихпунктирной прямой показана орбитальная скорость двойной системы $\Omega_{\rm orb} = 2\pi/P_{\rm orb}$. Из рис. 11 видно, что равновесие достигается, когда орбитальная угловая скорость Ω_{orb} равна некоторой равновесной угловой скорости вращения звезды, которая, в свою очередь, не равна скорости вращения на поверхности звезды.

Рассмотрим влияние компаньона на эволюцию угловой скорости дифференциального вращения основной звезды в зависимости от параметров орбиты (эксцентриситет, масса компаньона, начального орбитального периода). На рис. 12 показан пример эволюции угловой скорости вращения звезды (в единицах c^{-1}) в зависимости от безразмерного радиуса для модели с начальными параметрами: масса компаньона $M_2 = 1 M_{\odot}$, начальный орбитальный период $P_{orb} = 7.5$ дней и эксцентриситет e = 0.4. Эта модель соответствует штриховой зеленой кривой на рис. 2, 6 и 9.



Рис. 11. Зависимость скорости вращения звезды (в единицах c^{-1}) от безразмерного радиуса для модели с параметрами $M_2 = 10 \ M_{\odot}$, $P_{\text{orb}} = 5$ дней, e = 0 и $t_{\text{age}} = 10^{10}$ лет. Зеленой штрихпунктирной линией показана орбитальная скорость двойной системы $\Omega_{\text{orb}} = 2\pi/P_{\text{orb}}$.



Рис. 12. Пример зависимости угловой скорости (в единицах c^{-1}) основной звезды от безразмерного радиуса *r* для разных моментов времени.

Черная сплошная кривая соответствует начальному времени моделирования звезды $t = 10^5$ лет (начальное твердотельное вращение), синяя штрихпунктирная $-t = 5.8 \times 10^8$ лет, зеленая штриховая – $t = 7.7 \times 10^9$ лет, а красная пунктирная $-t = 10^{10}$ лет. За время эволюции звезды из-за развития неустойчивостей ядро звезды начинает вращаться дифференциально, конвективная оболочка продолжает вращаться твердотельно. За счет приливных сил двойная система стремится к псевдосинхронизации. На поздних стадиях эволюции звезды ($t = 10^{10}$ лет) это состояние соответствует периоду вращения на поверхности звезды $P_{\rm rot} \approx 4$ дня. Орбитальный период равен $P_{\rm orb} \approx 7$ дней, что соответствует угловой орбитальной скорости $\Omega_{\text{orb}} \approx 10^{-5} \text{ c}^{-1}$. Отношение вращательного периода поверхности звезды к орбитальному равно $P_{\rm rot}/P_{\rm orb} \approx 0.57$. Угловая скорость вращения звезды меняется немонотонно. Сначала происходит рост угловой скорости вращения до некоторого максимального значения, а затем уменьшается. Звезда переходит в устойчивое псевдосинхронизованное состояние.

На рис. 13 показана зависимость угловой скорости вращения звезды (в единицах с⁻¹) от безразмерного радиуса для разных эксцентриситетов на поздних стадиях эволюции звезды ($t = 10^{10}$ лет) для модели с начальным орбитальным периодом $P_{\rm orb} = 7.5$ дней и массой компаньона $M_2 = 1 M_{\odot}$.

Черная кривая соответствует эксцентриситету, равному e = 0, синяя — e = 0.2, зеленая e = 0.4, красная — e = 0.6 и фиолетовая — e = 0.8. Из рис. 13 следует, что чем больше эксцентриси-



Рис. 13. Зависимость угловой скорости (в единицах c^{-1}) основной звезды от безразмерного радиуса r при разных эксцентриситетах орбиты для момента времени $t = 10^{10}$ лет.



Рис. 14. Зависимость угловой скорости (в единицах c^{-1}) основной звезды от безразмерного радиуса *r* для разных масс компаньона в момент времени $t = 10^{10}$ лет для эксцентриситета e = 0.

тет двойной системы, тем больше угловая скорость вращения звезды.

На рис. 14 и 15 показана зависимость угловой скорости вращения основной звезды (в единицах c^{-1}) от безразмерного радиуса для разных масс компаньона в модели с начальным орбитальным периодом $P_{orb} = 7.5$ дней и начальными эксцентриситетами e = 0 и 0.4 соответственно.

Синяя сплошная кривая соответствует массе компаньона $M_2 = 0.01 M_{\odot}$, красная штрихпунктирная — $0.1 M_{\odot}$, зеленая штриховая — $1 M_{\odot}$ и черная пунктирная — $10 M_{\odot}$. Влияние приливных сил для маломассивного компаньона $M_2 = 0.01$ (синяя сплошная кривая) достаточно слабое, поэтому влияние на эволюцию угловой скорости звезды тоже слабое. Для более массивного компаньона наблюдается более сложная зависимость и от массы, и от эксцентриситета.

4. ДВОЙНАЯ СИСТЕМА КІС 8736245

Приведенный выше формализм был применен к моделированию двойной системы KIC 8736245. Эта тесная двойная система состоит из двух поздних карликов типа K и M с орбитальным периодом $P_{\rm orb} = 5.07$ дней. Орбита данной системы круговая с эксцентриситетом e = 0. Возраст звезд оценивается как $t_{\rm age} \sim 7-9$ млрд. лет. В табл. 1 представлены физические параметры звезд-компонентов. В работе [7] была определена скорость вращения каждой звезды. Оказалась, что одна звезда сверхсинхронизована $P_{\rm orb}/P_{\rm rot1} = 1.02$, а другая субсинхронизована $P_{\rm orb}/P_{\rm rot2} = 0.86$.

Было проведено моделирование обеих звезд в двойной системе с учетом влияния каждой звезды друг на друга. Звезды моделировались в начальный период времени $t_i = 10^5$ лет до момента времени $t_f = 9 \times 10^9$ лет. Начальные параметры моделирования подгонялись таким образом, чтобы

 $\Omega \times 10^{-5}$ 2.0<u>พยะยะเบเบเบเบินได้เกิด</u> 1.5 1.0 0.5 0 0.1 0.2 0.3 0.4 0.5 0.6 0.7 0.8 0.9 1.0

Рис. 15. То же, что на рис. 14, для эксцентриситета e = 0.4.

удовлетворить наблюдательным данным наилучшим образом в пределах ошибок при возрасте звезды $t_{age} \approx 8 \times 10^9$ лет. Оказалось, что наилуч-шим образом удовлетворяют этим требованиям звезды со следующими начальными характеристиками: первая звезда с массой $M_1 = 0.99 M_{\odot}$ вращается достаточно быстро с поверхностной скоростью $v_1 = 50$ км/с, вторая звезда с массой $M_2 = 0.7825 \ M_{\odot}$ вращается достаточно медленно с поверхностной скоростью $v_2 = 1/3$ км/с. Начальный орбитальный период двойной системы равен $P_{\text{orb}} = 5.08$ дней. Предполагается, что диссипация приливного потока происходит в конвективных оболочках звезд и, при равенстве времени оборота конвективной ячейки и орбитального периода, использовался квадратичный фактор подавления [27]. Характерные времена синхронизации для обоих звезд были увеличены в 10 раз.

Моделирование показало, что при возрасте $t_{age} = 8.18 \times 10^{10}$ лет параметры звезд и орбиты наилучшим образом описывают наблюдательные данные. Первая звезда находится в сверхсинхро-

Таблица 1. Физические параметры звезд в двойной системе KIC 8736245 [7]

Параметры	Звезды			
Параметры	1	2		
M,M_\odot	0.987	0.782		
R, R_{\odot}	1.311	0.804		
$T_{\rm eff},{ m K}$	5811	5050		
$P_{ m rot}$, дни	4.98	5.87		
$P_{\rm orb}/P_{\rm rot}$	1.02	0.86		
$P_{\rm rot}/P_{\rm orb}$	0.98	1.16		
[m/H]	-0.31	-0.31		

низованном состоянии с отношением периодов $P_{\rm rot1}/P_{\rm orb} = 0.99$, вторая звезда — в субсинхронизованном состоянии с отношением периодов $P_{\rm rot2}/P_{\rm orb} = 1.15$. Сверхсинхронизованное состояние первой звезды поддерживается за счет дифференциального вращения. Орбитальная скорость вращения равна некоторой равновесной скорости вращения звезды, расположенной между минимальной и максимальной скоростью вращения (аналогично рис. 11). Первая звезда, хоть и находится в сверхсинхронизованном состоянии, но она также стремится к субсинхронизованному состоянию и при возрасте $t_{age} = 9 \times 10^9$ лет, для обеих звезд выполняется неравенство $P_{orb}/P_{rot1.2} < 1$. Вторая звезда за время жизни на главной последовательности все время находится в субсинхронизованном состоянии и при временах $t_{age} = 9 \times$ × 10⁹ достигает равновесного состояния, когда субсинхронизация поддерживается дифференциальным вращением.

На рис. 16 показана зависимость изменения орбитального углового момента за счет магнитного торможения ($\dot{J}_{mb} < 0$, штрихпунктирная кривая), спин-орбитального взаимодействия ($\dot{J}_{sl} > 0$, штриховая кривая) и ветра ($\dot{J}_{wind} < 0$, сплошная кривая). Спин-орбитальное взаимодействие увеличивает орбитальный угловой момент за счет быстровращающейся звезды. Магнитное торможение и ветер уменьшают орбитальный угловой момент.

На рис. 17 показана зависимость орбитального периода двойной системы от времени. В изменение орбитального периода основной вклад вносят два эффекта: магнитное торможение и спин-орбитальное взаимодействие. Прогиб на графике означает, что спин-орбитальное взаимодействие преобладает над магнитным торможением и двойная система получает угловой момент из



Рис. 16. Зависимость изменения орбитального углового момента от возраста звезды (в годах) за счет магнитного торможения (штрихпунктирная кривая), спин-орбитального взаимодействия (штриховая кривая) и ветра (сплошная кривая).



Рис. 17. Зависимость орбитального периода (в днях) от возраста звезды (в годах).



Рис. 18. Зависимость отношения вращательного периода к орбитальному от возраста звезды (в годах).

быстровращающейся первой звезды, тем самым увеличивая орбитальный период.

На рис. 18 показано отношение вращательного периода к орбитальному в зависимости от возраста двойной системы. Синяя штрих-пунктирная кривая относится к первой звезде, сплошная красно-коричневая — ко второй звезде. Обе звезды стремятся к равновесному субсинхронизованному состоянию, причем первая звезда в процессе эволюции проходит через сверхсинхронизованное состояние. Субсинхронизованное состояние поддерживается за счет дифференциального вращения звезд.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена эволюция звезды в тесной двойной системе с учетом обратного влияния компаньона на звезду. Важную роль в такой системе играют приливные взаимодействия. Они приводят систему в состояние синхронизации, когда орбитальный период становится равным периоду вращения звезды. Наблюдения показывают, что не все звезды в тесных двойных системах находятся в состоянии синхронизации. Многие системы асинхронны. В работе исследованы две модели, которые объясняют асинхронное состояние за счет дифференциального вращения звезды и псевдосинхронизации эллиптической орбиты. Было показано, что тесная двойная система может достаточно продолжительно находиться в асинхронном состоянии за время жизни звезды на главной последовательности.

Измеряя более точно отношение вращательного периода к орбитальному, можно строить модели и изучать дифференциальное вращение звезды.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-02-00199). Автор признателен правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку (грант 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039)).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. J. C. Lurie, K. Vyhmeister, S. L. Hawley, J. Adilia, et al., Astron. and Astrophys. **154**, id. 250 (2017).
- 2. *P. B. Ivanov, J. C. B. Papaloizou, and S. V. Chernov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **432**, 2339 (2013).
- 3. *S. V. Chernov, J. C. B. Papaloizou*, and P. B. Ivanov, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **434**, 1079 (2013).
- 4. P. Hut, Astron. and Astrophys. 92, 167 (1980).
- 5. P. Hut, Astron. and Astrophys. 99, 126 (1981).
- 6. С. В. Чернов, Письма в Астрон. журн. **43**, 214 (2017).
- T. Fetherolf, W. F. Welsh, J. A. Orosz, G. Windmiller, S. N. Quinn, D. R. Short, S. R. Kane, and R. A. Wade, Astron. J. 158, id. 198 (2019).

ЧЕРНОВ

- 8. L. M. Walkowicz and G. S. Basri, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **436**, 1883 (2013).
- 9. E. Marilli, A. Frasca, E. Covino, J. M. Alcala, et al., Astron. and Astrophys. 463, 1081 (2007).
- 10. B. Paxton, L. Bildsten, A. Dotter, F. Herwig, P. Lesaffre, and F. Timmes, Astrophys. J. Suppl. 192, 3 (2011).
- 11. B. Paxton, L. Bildsten, A. Dotter, F. Herwig, P. Lesaffre, and F. Timmes, Astrophys. J. Suppl. 208, 4 (2013).
- 12. *B. Paxton, P. Marchant, J. Schwab, E. B. Bauer, et al.*, Astrophys. J. Suppl. **220**, 15 (2015).
- 13. J. Vos, R. H. Østensen, P. Marchant, and H. Van Winckel, Astron. and Astrophys. 579, id. A49 (2015).
- 14. P. P. Eggleton, Astrophys. J. 268, 368 (1983).
- 15. H. Ritter, Astron. and Astrophys. 202, 93 (1988).
- T. M. Tauris and E. P. J. van den Heuvel, in Compact stellar X-ray sources, edited by W. Lewin and M. van der Klis, Cambridge Astrophysics Series, No. 39 (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2006), p. 623.
- 17. D. Reimers, Mem. Soc. Roy. Sciences Liege 8, 369 (1975).
- C. A. Tout and P. P. Eggleton, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 231, 823 (1988).
- 19. D. B. Friend and D. C. Abbott, Astrophys. J. **311**, 701 (1986).
- 20. A. Maeder and G. Meynet, Astron. and Astrophys. 361, 159 (2000).
- 21. N. Langer, Astron. and Astrophys. 329, 551 (1998).
- J. R. Hurley, C. A. Tout, and O. R. Pols, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 329, 897 (2002).
- H. M. J. Boffin and A. Jorissen, Astron. and Astrophys. 205, 155 (1988).

- 24. N. Soker, Astron. and Astrophys. 357, 557 (2000).
- 25. J.-P. Zahn, Astron. and Astrophys. 41, 329 (1975).
- 26. F. A. Rasio, C. A. Tout, S. H. Lubow, and M. Livio, Astrophys. J. 470, 1187 (1996).
- 27. P. Goldreich and P. D. Nicholson, Icarus 30, 301 (1977).
- 28. С. В. Чернов, ЖЭТФ 154, 85 (2018).
- 29. J.-P. Zahn, Astron. and Astrophys. 57, 383 (1977).
- 30. С. В. Чернов, Письма в Астрон. журн. 43, 474 (2017).
- M. Goupil, K. Belkacem, C. Neiner, F. Lignieres, and J. Green (eds.), Studying stellar rotation and convection (Berlin, Heidelberg: Springer, 2013).
- 32. S. Rappaport, F. Verbunt, and P. Joss, Astrophys. J. 275, 713 (1983).
- 33. A. Heger, N. Langer, and S. E. Woosley, Astrophys. J. **528**, 368 (2000).
- 34. *B. Chaboyer and J.-P. Zahn*, Astron. and Astrophys. **253**, 173 (1992).
- 35. N. Langer, K. J. Fricke, and D. Sugimoto, Astron. and Astrophys. 126, 207 (1983).
- 36. A. S. Endal and S. Sofia, Astrophys. J. 220, 279 (1978).
- 37. A. S. Endal and S. Sofia, Astrophys. J. 232, 531 (1979).
- 38. Л. Л. Кичатинов, Успехи физ. наук 175, 475 (2005).
- 39. J.-L. Tassoul, Stellar rotation (Cambridge: Cambridge University Press, 2000).
- 40. R. Kippenhahn, IAU Symp 66, 20 (1974).
- 41. P. Goldreich and G. Schubert, Astrophys. J. 150, 571 (1967).
- 42. K. Fricke, Zeitschrift für Astrophysik 68, 317 (1968).
- 43. *S. V. Chernov, J. C. B. Papaloizou, and P. B. Ivanov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **470**, 2054 (2017).
- 44. С. В. Чернов, Астрон. журн. 97(5), 399 (2020).

УДК 524.3-6

МГД МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОРОНАЛЬНОГО ВЫБРОСА МАССЫ С ГОРЯЧИМ ЮПИТЕРОМ HD 209458b

© 2021 г. А. Г. Жилкин^{1, *}, Д. В. Бисикало¹, Е. А. Колымагина¹

¹ Институт астрономии РАН, Москва, Россия *E-mail: zhilkin@inasan.ru Поступила в редакцию 25.03.2021 г. После доработки 21.04.2021 г. Принята к публикации 30.04.2021 г.

Большинство горячих юпитеров обладают протяженными газовыми оболочками, выходящими за пределы их полостей Роша. Типичная оболочка гравитационно слабо связана с планетой и, следовательно, ее структура и свойства сильно подвержены влиянию возмущений звездного ветра, например, корональных выбросов массы. Ранее мы провели газодинамическое моделирование взаимодействия узконаправленного коронального выброса массы (КВМ) с оболочкой горячего юпитера HD 209458b. В этой работе исследуется влияние магнитного поля планеты и звездного ветра на структуру и динамику оболочки HD 209458b. подверженной воздействию такого же KBM. Для этого разработана МГД модель взаимодействия КВМ с оболочкой. Предполагалось, что поле планеты имеет общепринятое значение и соответствует 1/10 магнитного момента Юпитера. Поле звезды предполагалось слабым (10^{-3} Гс), что обеспечивает сверх-альфвеновский режим обтекания планеты звездным ветром. Сравнение результатов МГД моделирования с газодинамическими расчетами показывает, что для использованных нами значений величины поля планеты и звезды влияние магнитного поля на оболочку не является определяющим и качественная картина течения не меняется. В то же время учет магнитных полей приводит к изменению количественных характеристик оболочки и темпа потери массы, что может иметь значение при определении эволюционного статуса экзопланеты.

Ключевые слова: численное моделирование, магнитная гидродинамика (МГД), горячие юпитеры, корональные выбросы массы (КВМ)

DOI: 10.31857/S0004629921090097

1. ВВЕДЕНИЕ

При наблюдении транзита части горячих юпитеров наблюдается сильное поглощение в некоторых спектральных линиях. Например, для типичного горячего юпитера HD 209458b [1] падение яркости родительской звезды в линии Ly- α может достигать 15%, что соответствует радиусу окружающего планету водородного облака в 4.3 R_J [2], где R_J – радиус Юпитера. Это значение превышает радиус соответствующей полости Роша 3.6 R_J . Следовательно, часть атмосферы выходит за область гравитационного влияния планеты и может быть потеряна под действием звездного ветра [3, 4]. Согласно полученным оценкам [5], потери массы для HD 209458b в результате испа-

рения атмосферы составляют (8-40)×10¹⁰ г/см.

Флуктуации звездного ветра могут вызывать существенные изменения структуры протяженной газовой оболочки горячих юпитеров. В результате такого воздействия темп потери массы может сильно варьироваться. К значительным возмущениям ветра, в частности, приводят гигантские выбросы вещества из короны звезды корональные выбросы массы (KBM). В работах [6, 7] была сделана оценка темпа потери массы экзопланетой HD 209458b при прохождении через широкий KBM, т.е. в случае, когда планета не выходит за его границы. Было показано, что при параметрах KBM, близких к солнечным, потерю массы за один выброс можно оценить значением

10¹⁵ г. Подобный КВМ приводил к срыву оболочки, выходящей за пределы полости Роша. Похожая ситуация наблюдалась и при касательном взаимодействии с выбросом, например, в случае узких КВМ [8]. В этом случае основная потеря массы происходила за счет взаимодействия с волной разрежения, следующей сразу за выбросом, и

составила величину порядка 4×10^{15} г.

Указанные работы были выполнены на основе моделирования, не учитывающего ни магнитное поле планеты, ни магнитное поле звездного ветра. Однако, по всей видимости, включение в модель магнитного поля может оказать достаточно ощутимое влияние на эволюцию планеты и на темп потери массы, в частности. В работе [9] для горячего юпитера WASP 12b было отмечено заметное ослабление темпа потери массы по сравнению с чисто газодинамическим случаем даже при задании относительно слабого магнитного поля пла-

неты (на уровне $0.1\mu_J$, где $\mu_J = 1.53 \times 10^{30}$ Гс см³ – магнитный момент Юпитера [10]).

В работе [11] показано, что магнитное поле звездного ветра также является важным фактором, который необходимо учитывать. Это обусловлено тем, что большинство горячих юпитеров находятся в суб-альфвеновской зоне звездного ветра, где магнитное давление превышает динамическое давление. При этом с учетом орбитального движения планеты скорость обтекания оказывается близкой к альфвеновской скорости. В результате может реализоваться как сверхальфвеновский [12], так и суб-альфвеновский [13] режимы обтекания. Отметим, что в случае субальфвеновского режима обтекания планеты звездным ветром головная ударная волна в структуре магнитосферы будет отсутствовать. При прохождении КВМ вблизи горячего юпитера возмущаются все параметры звездного ветра (в том числе и магнитное поле). Поэтому этот процесс может приводить к переключению между субальфвеновским и сверх-альфвеновским режимами обтекания. При этом должна существенным образом изменяться вся структура магнитосферы. В частности, может происходить как исчезновение, так и появление головной ударной волны вокруг горячего юпитера и его протяженной оболочки [14].

Целью настоящей работы является исследование вопроса о взаимодействии узких КВМ, проходящих касательно к планете, с характерными структурами оболочки горячего юпитера, имеющими место при невозмущенном звездном ветре. Предполагается, что обтекание планеты звездным ветром происходит в сверх-альфвеновском режиме. Проводится сравнение магнитогидродинамической и чисто газодинамической моделей. Статья организована следующим образом: в разделе 2 представлено описание физической модели задачи, структуры КВМ, а также математическая модель; в разделе 3 представлены результаты расчетов структуры протяженной оболочки HD 209458b с учетом магнитного поля системы, проведено сравнение с чисто газодинамическим случаем и вычислена потеря массы планеты для двух модельных КВМ; основные выводы работы кратко просуммированы в разделе 4.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

2.1. Основные уравнения

В работе исследуется двойная система, состоящая из горячего юпитера HD 209458b и его родительской звезды. Вследствие малости эксцентриситета орбиты планеты (e = 0.082) ее движение считается строго круговым. Сравнительно малая масса вещества протяженной оболочки горячего юпитера позволяет пренебречь его гравитационным влиянием. Это означает, что при переходе в неинерциальную систему отсчета, вращающуюся вместе с двойной системой, можно использовать приближение Роша.

Структуру течения в окрестности горячего юпитера можно описывать с помощью системы уравнений одножидкостной магнитной гидродинамики. При этом удобно явным образом выделять фоновое магнитное поле [9, 11, 15, 16], когда полное магнитное поле В представляется в виде суперпозиции фонового магнитного поля Н и магнитного поля **b**, индуцированного токами в самой плазме, $\mathbf{B} = \mathbf{H} + \mathbf{b}$. В нашей постановке задачи фоновое поле создается источниками, распределенными внутри звезды (или, точнее говоря, внутри короны), а также в недрах планеты. Поэтому в расчетной области эти источники отсутствуют и, следовательно, фоновое поле должно удовлетворять условию потенциальности, $\nabla \times \mathbf{H} = 0$. Это позволяет его частично исключить из уравнений магнитной гидродинамики [17, 18]. Кроме того, в нашей модели предполагается, что фоновое магнитное поле является стационарным, $\partial \mathbf{H} / \partial t = 0$.

С учетом вышеуказанных обстоятельств уравнения магнитной гидродинамики могут быть записаны в виде

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

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \frac{\mathbf{b} \times \nabla \times \mathbf{b}}{4\pi\rho} - \frac{\mathbf{H} \times \nabla \times \mathbf{b}}{4\pi\rho} + \mathbf{f},$$
(2)

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{b} + \mathbf{v} \times \mathbf{H}), \tag{3}$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\varepsilon + \frac{P}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{v} = 0.$$
(4)

Здесь ρ – плотность, **v** – скорость, *P* – давление, ε – удельная внутренняя энергия, **f** – внешняя сила, рассчитанная на единицу массы. Для замыкания этой системы уравнений используется уравнение состояния идеального газа

$$P = (\gamma - 1)\rho\varepsilon, \tag{5}$$

где $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты. Неадиабатические процессы радиационного охлаждения газа в настоящей модели не учитываются. Из рассмотрения исключаются все процессы, связанные с переносом излучения, в том числе ускорение ветра электромагнитным излучением звезды вследствие радиационного давления. Это предположение является оправданным, так как протяженные оболочки горячих юпитеров почти полностью ионизованы вследствие их близости к родительской звезде [19]. Эффектами магнитной вязкости мы также пренебрегаем, поскольку процесс воздействия КВМ происходит на достаточно корот-

В неинерциальной системе отсчета, вращающейся вместе с двойной системой с угловой скоростью Ω , положения центров звезды и планеты не изменяются. При этом удельная внешняя сила определяется выражением

ких промежутках времени.

$$\mathbf{f} = -\nabla \Phi - 2(\mathbf{\Omega} \times \mathbf{v}). \tag{6}$$

Здесь первое слагаемое в правой части описывает силу, обусловленную градиентом потенциала Роша

$$\Phi = -\frac{GM_{\rm s}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\rm s}|} - \frac{GM_{\rm p}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\rm p}|} - \frac{1}{2} [\mathbf{\Omega} \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\rm c})]^2, \qquad (7)$$

где G – гравитационная постоянная, $M_{\rm s}$ – масса звезды, $M_{\rm p}$ – масса планеты, $\mathbf{r}_{\rm s}$ – радиус-вектор центра звезды, $\mathbf{r}_{\rm p}$ – радиус-вектор центра планеты, $\mathbf{r}_{\rm c}$ – радиус-вектор центра масс системы. Второе слагаемое в правой части (6) описывает силу Кориолиса.

Фоновое магнитное поле задавалось в виде

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\mathrm{p}} + \mathbf{H}_{\mathrm{s}}.$$
 (8)

Здесь первое слагаемое описывает собственное магнитное поле планеты, которое предполагалось чисто дипольным,

$$\mathbf{H}_{\mathrm{p}} = \frac{\mu}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\mathrm{p}}|^{3}} [3(\mathbf{d} \cdot \mathbf{n}_{\mathrm{p}})\mathbf{n}_{\mathrm{p}} - \mathbf{d}], \qquad (9)$$

где μ — магнитный момент, $\mathbf{n}_{p} = (\mathbf{r} - \mathbf{r}_{p})/|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{p}|$, **d** — единичный вектор, направленный вдоль магнитной оси, вектор магнитного момента $\mu = \mu d$. Второе слагаемое в правой части (8) описывает радиальное магнитное поле звездного ветра, которое можно определить из уравнения Максвелла $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. С учетом предполагаемой сферической симметрии звездного ветра получаем (см. раздел 2.2)

$$\mathbf{H}_{\mathrm{s}} = \frac{B_{\mathrm{s}}R_{\mathrm{s}}^{2}}{\left|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\mathrm{s}}\right|^{2}}\mathbf{n}_{\mathrm{s}},\tag{10}$$

где $R_{\rm s}$ — радиус звезды, $B_{\rm s}$ — среднее магнитное поле на поверхности звезды, а единичный вектор

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 98 № 8 2021

 $\mathbf{n}_{\rm s} = (\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\rm s})/|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\rm s}|$. Непосредственной проверкой нетрудно убедиться, что такое фоновое магнитное поле, действительно, удовлетворяет условию потенциальности $\nabla \times \mathbf{H} = 0$. Собственное магнитное поле родительской звезды не учитывалось, поскольку в нашей модели считается, что орбита планеты располагается внутри гелиосферной области, где межпланетное магнитное поле определяется звездным ветром.

2.2. Звездный ветер

Для описания структуры звездного ветра в окрестности горячего юпитера мы используем модель, подробно описанную в нашей недавней работе [13] (см. также монографию [20]). Она опирается на хорошо изученные свойства солнечного ветра. Модель ветра является осесимметричной и не учитывает возможную секторную структуру магнитного поля ветра, а также наличие в нем гелиосферного токового слоя [21]. В рамках этой модели можно рассчитать структуру магнитного поля. Вследствие вращения звезды магнитные силовые линии постепенно закручиваются в виде спирали и поэтому на больших расстояниях магнитное поле ветра может быть с хорошей точностью описано с помощью простой модели Паркера [22]. Однако на близких расстояниях от звезды характер решения оказывается более сложным из-за наличия альфвеновской, а также быстрой и медленной магнитозвуковых особых точек [23] (см. также монографию [24]).

Для описания структуры ветра будем использовать инерциальную систему отсчета в сферических координатах (r, θ , φ), центр которой совпадает с центром звезды. Поскольку нас интересует структура течения вблизи плоскости орбиты горячего юпитера, зависимость параметров ветра от угла θ можно не учитывать. В результате все величины оказываются зависящими только от радиальной координаты r. Из уравнений магнитной гидродинамики, описывающих стационарную структуру ветра, можно получить следующие выражения [13]:

$$4\pi r^2 \rho v_r = \dot{M},\tag{11}$$

$$B_r = B_{\rm s} \left(\frac{R_{\rm s}}{r}\right)^2, \tag{12}$$

$$\frac{v_r^2}{2} + \frac{v_{\phi}^2}{2} + \frac{c_s^2}{\kappa - 1} - \frac{GM_s}{r} - \frac{B_{\phi}^2}{4\pi\rho} - \frac{B_r B_{\phi} v_{\phi}}{4\pi\rho v_r} = Q.$$
(13)

Величина \dot{M} описывает темп уменьшения массы звезды за счет звездного ветра, а константа Qопределяет плотность потока энергии в звездном ветре, который равен $\dot{M}Q$. Плотность ρ , давление *Р* и температура *Т* ветра удовлетворяют уравнению состояния для идеального политропного газа,

$$P = K\rho^{\kappa} = \frac{2k_{\rm B}}{m_{\rm p}}\rho T, \qquad (14)$$

где K — константа, κ — показатель политропы, $k_{\rm B}$ — постоянная Больцмана, $m_{\rm p}$ — масса протона. Средний молекулярный вес вещества ветра считается равным 1/2, что соответствует полностью ионизованной водородной плазме, состоящей только из электронов и протонов. Квадрат скорости звука определяется выражением

$$c_s^2 = \frac{\kappa P}{\rho}.$$
 (15)

Решение для азимутальных компонент скорости и магнитного поля можно записать в виде

$$v_{\varphi} = \Omega_{\rm s} r \frac{1 - \lambda^2 r_A^2 / r^2}{1 - \lambda^2},$$
 (16)

$$B_{\varphi} = \frac{B_r}{V_r} \Omega_s r \lambda^2 \frac{1 - r_A^2 / r^2}{1 - \lambda^2}.$$
 (17)

Здесь Ω_s — угловая скорость собственного вращения звезды, а через λ обозначено альфвеновское число Маха для радиальных компонент скорости и магнитного поля,

$$\lambda = \frac{\sqrt{4\pi\rho_{V_r}}}{B_r}.$$
(18)

В альфвеновской точке $r = r_A$ значение параметра λ оказывается равным 1. В суб-альфвеновской области $r < r_A$ скорость ветра оказывается меньше альфвеновской скорости. В сверх-альфвеновской области $r > r_A$, наоборот, скорость ветра превосходит альфвеновскую скорость. Выписанные соотношения позволяют алгебраическим образом получить распределения всех магнитогидродинамических величин, описывающих структуру ветра. При этом для выделения однозначного решения необходимо использовать условия непрерывности в трех особых точках r_{s} , r_A и r_F , в которых радиальная скорость ветра оказывается равной медленной магнитозвуковой, альфвеновской и быстрой магнитозвуковой скоростям соответственно.

В качестве параметров модели задавались значения плотности $n_0 = 1400$ см⁻³ и температуры $T_0 = 7.3 \times 10^5$ К на расстоянии $r_0 = 10$ R_{\odot} от звезды [25]. Свободным параметром модели ветра является величина среднего магнитного поля на поверхности звезды B_s . Получающиеся соответствующие распределения использовались в нашей численной модели для описания магнитогидродинамической структуры звездного ветра в

окрестности горячего юпитера. В частности, радиальная скорость ветра на орбите планеты оказывалась равной порядка 130 км/с.

2.3. Модель КВМ

Возмущение звездного ветра во время прохождения в окрестности планеты КВМ в нашей модели основано на результатах измерений параметров солнечного ветра на орбите Земли. полученных с помощью космических аппаратов АСЕ, WIND и SOHO в мае 1998 г. во время соответствующего события [26]. Согласно этим данным, процесс прохождения КВМ можно разделить на три отдельные фазы. Первая фаза начинается с прохождения фронта МГД ударной волны. За ударной волной следует оболочка (sheath) нагребенного вещества. Вторая фаза (ранний КВМ) начинается с прохождения тангенциального МГД разрыва, который распространяется вслед за ударной волной. Наконец, третья фаза (поздний КВМ) отличается резким увеличением плотности по отношению к невозмущенному ветру. По завершению этой фазы параметры ветра возвращаются к исходным значениям.

Для описания процесса прохождения KBM в окрестности горячего юпитера введем временные профили $f_q(t)$, которые определяют возмущения исходных параметров звездного ветра в точке наблюдения. Это означает, что значение некоторой величины q (плотность, скорость и т.п.) в точке **r** в произвольный момент времени t определяется следующим выражением:

$$q(\mathbf{r},t) = f_q(t)q_w(\mathbf{r}), \tag{19}$$

где $q_w(\mathbf{r})$ описывает невозмущенное стационарное состояние ветра. В простейшем случае можно использовать кусочно-постоянные функции $f_q(t)$, когда на каждой отдельной фазе КВМ возмущенные параметры ветра не зависят от времени. Однако эти временные профили $f_q(t)$ могут иметь и более общий вид [7]. Например, вместо кусочно-постоянных функций можно использовать кусочно-линейные функции. Этот подход позволяет описать КВМ различных типов, соответствующих наблюдаемым в солнечным ветре медленным, средним [27] и быстрым [28] КВМ.

Для описания узконаправленного KBM будем считать, что он движется от звезды внутри некоторого конуса [8], вершина которого совпадает с центром звезды. Конфигурация такого выброса схематически представлена на рис. 1. Пространственная ориентация оси конуса в сферической системе координат определяется углами θ и φ . Угол при вершине конуса обозначим через α . Эти три угла являются параметрами модели. Для описания процесса взаимодействия KBM с протяженной оболочкой горячего юпитера на основе



Рис. 1. Модель узконаправленного коронального выброса массы. Цифрами обозначены: 1 - 3везда, 2 - планета, 3 - газовая оболочка планеты, <math>4 -расчетная область, 5 -конус выброса (ось конуса показана пунктирной линией), 6 -область пространственной локализации выброса. Конфигурация выброса показана для двух моментов времени t_1 и t_2 . В течение этого интервала времени $\Delta t = t_2 - t_1$ вследствие орбитального движения планеты ориентация конуса выброс са поворачивается на угол $\Delta \phi = \Omega \Delta t$.

соотношения (19) необходимо в каждый момент времени определять участки границы расчетной области, пересекающиеся с конусом выброса. Тогда на этих участках соотношения (19) можно использовать для задания нестационарных граничных условий.

Обозначим через **a** единичный вектор вдоль оси конуса, а через $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$ единичный вектор, направленный из вершины конуса в точку наблюдения **r**. Скалярное произведение $\mathbf{a} \cdot \mathbf{n}$ определяет косинус угла между осью конуса и направлением в точку наблюдения. Поэтому точка наблюдения оказывается внутри конуса выброса, если выполняется условие

$$\cos(\alpha/2) < \mathbf{a} \cdot \mathbf{n}. \tag{20}$$

Кроме этого в неинерциальной системе отсчета, связанной орбитальным вращением с угловой скоростью Ω , необходимо учесть, что азимутальный угол φ ориентации выброса **a** изменяется со временем по закону

$$\varphi = \varphi_0 - \Omega(t - t_0), \tag{21}$$

где t_0 — некоторый начальный момент времени, а φ_0 — соответствующая начальная азимутальная фаза. В качестве t_0 выбирается момент входа выброса в расчетную область. Эта ситуация показана на рис. 1 в виде конфигураций для двух последовательных моментов времени t_1 и t_2 . В течение интервала времени $t_1 \le t \le t_2$ из-за орбитального движения ориентация конуса выброса поворачивается в обратном направлении относительно планеты на угол $\Delta \varphi = \Omega(t_2 - t_1)$. Вещество выброса при этом успевает смещаться на некоторое расстояние в радиальном направлении от звезды. Чтобы описанная модель была полной, необходимо задать скорости распространения границ, разделяющих фазы КВМ. Это позволяет однозначным образом определить фазу выброса в данной точке пространства в произвольный момент времени. Однако такая информация в экспериментальных данных отсутствует. Поэтому в нашей модели эти скорости задаются равными скоростям газа в данной фазе КВМ.

Следует заметить, что выброс будет иметь форму прямого конуса только в инерциальной системе отсчета. В неинерциальной системе отсчета, связанной с вращающейся двойной системой, форма конуса будет изогнутой в виде спирали. Этот эффект в нашей текущей модели КВМ не учитывается, но мы собираемся его учесть в последующих работах. Нетрудно оценить, что на масштабе Δr использованной нами расчетной области ось конуса повернется на угол $\Delta \phi = -\Omega \Delta r / v_{cme}$, где v_{сте} – характерная скорость выброса. Для параметров наших расчетов угол поворота оси конуса $\Delta \phi$ не превосходит 10°. При этом угол, под которым из центра звезды видна вся расчетная область, составляет 46°. Иными словами, неучет этого эффекта в наших расчетах вносит погрешность не более 20%.

2.4. Параметры модели и численный метод

В качестве объекта исследования мы используем типичный горячий юпитер HD 209458b, который имеет массу $M_p = 0.71 M_J$ и фотометрический радиус $R_p = 1.38 R_J$, где M_J и R_J — масса и радиус Юпитера. Родительская звезда характеризуется следующими параметрами: спектральный класс G0, масса $M_s = 1.1 M_{\odot}$, радиус $R_s = 1.2 R_{\odot}$. Период собственного вращения звезды $P_{\rm rot} = 14.4$ сут, что соответствует угловой скорости $\Omega_{\rm s} = 5.5 \times \times 10^{-6}$ с⁻¹ или линейной скорости на экваторе $v_{\rm rot} = 4.2$ км/с. Большая полуось орбиты планеты $A = 10.2 R_{\odot}$, что соответствует периоду обращения вокруг звезды $P_{\rm orb} = 84.6$ ч.

В начальный момент времени задавалась сферически-симметричная изотермическая атмосфера планеты, распределение плотности в которой определялось из условия гидростатического равновесия:

$$\rho = \rho_{\text{atm}} \exp\left[-\frac{GM_{\text{p}}}{R_{\text{gas}}T_{\text{atm}}}\left(\frac{1}{R_{\text{p}}} - \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\text{p}}|}\right)\right], \quad (22)$$

где ρ_{atm} – плотность на фотометрическом радиусе, $T_{\rm atm}$ – температура атмосферы, $R_{\rm gas}$ – газовая постоянная. Начальная толщина атмосферы определялась из условия равновесия по давлению с веществом звездного ветра. В расчетах температура атмосферы задавалась равной $T_{\rm atm} = 7500$ K, а концентрация частиц на фотометрическом радиусе $n_{\rm atm} = 10^{11}$ см⁻³. Эти значения температуры и плотности соответствуют формированию квазизамкнутой оболочки для немагнитного случая. Предполагалось, что величина магнитного момента планеты составляет 0.1 от магнитного момента Юпитера, а ось магнитного диполя была наклонена на угол 30° по отношению к оси вращения планеты в противоположную от звезды сторону. При этом мы считали, что собственное вращение планеты является синхронизованным с орбитальным вращением, а ось собственного вращения коллинеарна оси орбитального вращения.

Параметры звездного ветра определялись на основе модели, описанной в разделе 2.2. Среднее магнитное поле на поверхности родительской звезды задавалось равным $B_s = 10^{-3}$ Гс, что соответствует относительно слабому полю. Решение уравнений, описывающих структуру ветра, показывает, что при таком значении поля альфвеновская точка r_A формально располагается внутри звезды. Быстрой магнитозвуковой точке соответствует радиус $r_F = 8.197 \ R_{\odot}$. Показатель политропы оказывается равным к = 1.112. На орбите планеты, расположенной на расстоянии 10.2 R_☉ от центра звезды, параметры ветра оказываются следующими: температура $T_{\rm w} = 7.3 \times 10^5$ K, скорость $v_{\rm w} = 130$ км/с, концентрация протонов $n_{\rm w} =$ $= 1400 \text{ см}^{-3}$. Отсюда следует, что планета расположена в сверх-альфвеновской зоне ветра, поскольку на орбите планеты скорость ветра v_w превышает альфвеновскую скорость и_А. При этом альфвеновское число Маха на орбите планеты

оказывается равным $\lambda = 154.86$. С учетом орбитальной скорости планеты 143 км/с находим, что отношение скорости обтекания планеты звездным ветром к альфвеновской скорости составляет значение 230.22. Таким образом, при используемых нами параметрах модели обтекание планеты звездным ветром происходит в существенно сверх-альфвеновском режиме.

Моделирование проводилось в декартовой системе координат, начало которой располагалось в центре горячего юпитера. Ось *х* проходила через центры звезды и планеты и при этом была направлена от звезды к планете. Ось *у* была направлена вдоль орбитального вращения планеты, а ось *z* – вдоль ее оси собственного вращения. Использовалась расчетная область $-30 \le x/R_p \le 30$, $-30 \le y/R_p \le 30$, $-15 \le z/R_p \le 15$ с числом ячеек $N = 480 \times 480 \times 240$. Для повышения точности расчета сетка сгущалась к центру планеты.

Граничные условия задавались следующим образом. Внутри планеты на расстоянии 0.56R_р от центра устанавливалась твердая граница, на которой были заданы постоянные граничные условия, определяемые соотношением (22). Магнитное поле b при этом задавалось равным нулю. На высотах от 0.56 R_р до 1.0 R_р для гашения ударных волн в атмосфере планеты вводилась искусственная вязкость, аналогично работам [3, 4]. На участках внешних границ, через которые звездный ветер втекал в счетную область, граничные условия задавались из описанной выше модели звездного ветра. На участках, через которые вещество покидало счетную область, поддерживались условия свободного вытекания. На участках внешних границ, которые в данный момент времени попадали в конус выброса, использовались нестационарные граничные условия, определяемые из модели КВМ.

Для численного решения уравнений магнитной гидродинамики (1)-(4) мы используем комбинацию разностных схем Роу и Лакса-Фридрихса. Алгоритм решения состоит из нескольких последовательных этапов, возникающих в результате применения метода расщепления полной системы уравнений на отдельные подсистемы по физическим процессам. Первая подсистема соответствует идеальной магнитной гидродинамике с собственным магнитным полем плазмы **b** без учета фонового магнитного поля **H**. В нашей численной модели для решения этой подсистемы использовалась схема Роу [29] (см. также монографию [15]) для уравнений магнитной гидродинамики с повышающей поправкой Ошера [30]. МГД вариант схемы Роу был представлен в численном коде таким образом, чтобы в отсутствие магнитного поля ($\mathbf{b} = 0$) эта схема в точности переходила в схему Роу-Эйнфельдта-

Тип КВМ	долгий			короткий		
Фаза	1	2	3	1	2	3
Длительность, ч	1	1	1	0.17	0.17	0.17
$n/n_{\rm w}$	10	1	5	10	1	5
$T/T_{\rm w}$	5.07	0.79	0.3	5.07	0.79	0.3
$V/V_{\rm W}$	13	13	13	6	6	6
$B/B_{\rm w}$	2.25	1.75	1.13	2.25	1.75	1.13

Таблица 1. Параметры звездного ветра во время прохождения КВМ. Плотность n, скорость v, температура T и магнитное поле B нормированы на соответствующие параметры n_w , v_w , T_w и B_w невозмущенного звездного ветра

Ошера, использовавшуюся нами ранее в чисто газодинамических расчетах [3]. Более подробно использованная разностная схема описана в работе [31]. Вторая (альфвеновская) подсистема соответствует учету влияния фонового поля. Для численного решения второй подсистемы использовалась схема Лакса—Фридрихса с повышающими TVD (total variation diminishing) поправками [15]. Для очистки дивергенции магнитного поля **b** мы применяли метод обобщенного множителя Лагранжа [32]. При использовании этого метода к вышеописанным двум подсистемам добавляется еще одна подсистема, отвечающая за очистку дивергенции магнитного поля.

Моделирование осуществлялось посредством непрерывного расчета от начального состояния. Но его можно условно разбить на два отдельных этапа. На первом этапе моделирование проводилось до достижения квазистационарного решения, когда основные параметры течения переставали существенно изменяться со временем. Это соответствует формированию квази-замкнутой оболочки горячего юпитера. На втором этапе моделировалось взаимодействие сформировавшейся оболочки с КВМ. Как уже было описано выше, в данной работе используется упрощенная модель КВМ, состоящая из трех фаз: ударной волны, раннего КВМ и позднего КВМ. До входа в расчетную область КВМ распространяется внутри некоторого телесного угла, ось которого вращается по отношению к движущейся по орбите планете, а вершина совпадает с центром родительской звезды. Параметры звездного ветра, в том числе возмущенного, задаются с помощью изменяющихся во времени условий (19). Для проведения расчетов были выбраны модельные КВМ из работы [8], условно названные "долгий" и "короткий" КВМ, параметры которых указаны в табл. 1. В этой модели временные профили $f_a(t)$, которые определяют возмущения исходных параметров звездного ветра в точке наблюдения, для каждой величины q описываются с помощью кусочно-постоянных функций.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 2 представлено распределение десятичного логарифма плотности вещества в экваториальной плоскости расчетной области. На верхней панели показаны результаты вычислений для МГД случая, а на нижней панели – для чисто газодинамического случая. Число в правом верхнем углу указывает значение физического времени в орбитальных периодах *P*_{orb} вращения планеты, прошедшее от начала расчета.

На момент времени $0.34P_{orb}$ в обоих случаях формируются квазистационарные течения с темпом потери массы 1.03×10^{10} г/с и 1.32×10^{10} г/с для МГД и чисто газодинамической моделей соответственно. Величина темпа потери массы \dot{M}_p вычисляется на основе расчета потока массы через сферу радиусом $5R_p$, центр которой совпадает с центром горячего юпитера.

В обоих случаях наблюдается квази-замкнутая протяженная газовая (плазменная) оболочка с потоками вещества из точек Лагранжа L_1 и L_2 . Поток из точки L_1 останавливается динамическим давлением звездного ветра. Однако в случае МГД модели остановка потока происходит на более близких к планете расстояниях [9].

3.1. Долгий КВМ

В модели долгого КВМ все три фазы прохождения выброса в окрестности планеты четко различимы (см. рис. 3–6). Хорошо заметны области нагребенного вещества в начале первой и третьей фаз. К моменту времени $0.378P_{orb}$ передний край КВМ достигает диска планеты, что приводит к дестабилизации потока через внутреннюю точку Лагранжа L_1 (рис. 3). К конце третьей фазы прохождения выброса поток вещества через точку L_1 полностью разрушается возмущенным ветром. При этом часть этого потока падает обратно на планету, а остаток выносится за пределы расчетной области (рис. 4). Приходящая после ударной волны область разрежения влечет за собой рас-



Рис. 2. Распределение десятичного логарифма плотности (цвет) вещества в окрестности горячего юпитера HD 209458b для МГД случая (сверху) и чисто газодинамического случая (снизу) перед началом взаимодействия с выбросом. На графиках показана экваториальная плоскость счетной области. Число в правом верхнем углу соответствует физическому времени в орбитальных периодах, прошедшему с момента начала расчетов. Размеры счетной области нормированы на радиус планеты.



Рис. 3. То же, что и на рис. 2. Взаимодействие протяженной оболочки горячего юпитера с долгим КВМ. Первая фаза КВМ достигла планеты, третья фаза вошла в расчетную область.

ширение оболочки горячего юпитера вплоть до $5-6 R_p$ (против $2R_p$ при стационарном ветре) (рис. 5). Помимо этого в газодинамическом случае становится заметной фрагментация потока

через точку L_2 . По мере восстановления плотности звездного ветра расширение прекращается, а течения в оболочке стремятся восстановить первоначальную конфигурацию (рис. 6).



Рис. 4. То же, что и на рис. 2. Взаимодействие протяженной оболочки горячего юпитера с долгим КВМ. Третья фаза КВМ достигла планеты.

Зависимость величины темпа потери массы $\dot{M}_{\rm p}$ от времени для случая долгого KBM для обеих моделей (рис. 7) имеет два пика, ассоциированных с взаимодействием планетарной оболочки с

первой и третьей фазами прохождения выброса, отличающимися повышенной плотностью. При учете магнитного поля высота этих пиков достигает больших значений, чем в чисто газодинами-



Рис. 5. То же, что и на рис. 2. Взаимодействие протяженной оболочки горячего юпитера с долгим КВМ. Планета находится в индуцированной прохождением КВМ области разрежения звездного ветра.

ческом случае. Примечательно, что третья фаза, менее плотная, чем первая, ответственна за снос большей массы вещества. Мы объясняем этот эф-фект тем, что первая фаза первично дестабилизи-

рует оболочку планеты, тогда как третья фаза выносит вещество за пределы ограничивающей сферы, для которой проводился расчет величины темпа потери массы. Сразу после прохождения



Рис. 6. То же, что и на рис. 2. Взаимодействие протяженной оболочки горячего юпитера с долгим КВМ. Плотность звездного ветра восстанавливается.

КВМ через область, занимаемую планетой, темп потери массы на некоторое время становится отрицательным, поскольку масса, сосредоточенная вблизи планеты, увеличивается. По-видимому, такой эффект связан с упомянутым выше падением вещества из разрушенного потока через внутреннюю точку Лагранжа L_1 обратно на горячий юпитер.



Рис. 7. Зависимость темпа потери массы горячего юпитера (г/с) от физического времени с начала расчета (*P*_{orb}) для МГД (слева) и чисто газодинамического (справа) вариантов моделирования для случая долгого KBM.

Интегрирование темпа потери массы $\dot{M}_{\rm p}$ на промежутке времени от $0.35P_{\rm orb}$ до $0.598P_{\rm orb}$ дает следующие значения для полной потери массы $\Delta M_{\rm p}$ горячим юпитером, вызванной прохождением одного KBM: 2.26×10^{14} г для МГД модели и 4.75×10^{14} г для чисто газодинамической модели.

3.2. Короткий КВМ

Короткий КВМ в нашей модели отличается от долгого, помимо длительности, скоростью и углом вхождения в расчетную область. Сам выброс при этом не оказывает такого же существенного воздействия на структуру течений вблизи планеты, однако он по-прежнему приводит к сильной дестабилизации оболочки. Уже на незначительном расстоянии от края расчетной области, параметры КВМ сглаживаются (рис. 8). Поэтому можно говорить о цельном КВМ без привязки к отдельной фазе. После прохождения выброса (рис. 9) наступает этап взаимодействия с областью разрежения, которая длится меньше по сравнению со случаем долгого КВМ (рис. 10).

Аналогично случаю долгого КВМ максимальное значение темпа потери массы $\dot{M}_{\rm p}$ оказывается больше в МГД случае (рис. 11). На графиках наблюдается провал, когда темп потери массы резко уменьшается. Однако значения темпа потери массы при этом не уходят в область отрицательных значений, что можно связать с коротким временем действия области разрежения. Общая потеря массы $\Delta M_{\rm p}$ за один выброс составила 3.45×10^{14} г/с и 3.26×10^{14} г/с для МГД и газодинамической моделей соответственно. Близость полученных интегралов может быть связана, вопервых, с меньшим по времени влиянием корот-

кого KBM на область вблизи горячего юпитера, во-вторых, с тем, что короткий модельный выброс проходит по касательной к диску планеты.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Морфология течений в окрестности горячего юпитера определяется, по большей части, балансом динамического давления ветра и давления оболочки планеты. Таким образом, возмущения в звездном ветре, даже самые незначительные, способны влиять на структуру течений в окрестности атмосфер экзопланет, особенно если речь идет о частях оболочки, выходящих за полость Роша и демонстрирующих слабую гравитационную связь с планетой. Поэтому корональные выбросы массы важно рассматривать как одно из распространенных явлений в астрофизике, непосредственно влияющее на параметры звездного ветра и, как следствие, на эволюцию атмосфер экзопланет.

Качественный анализ структур, проведенный в настоящей работе, показал, что динамика основных течений вблизи горячего юпитера с одинаковой точностью описывается как МГД, так и чисто газодинамической моделями, с той разницей, что магнитное поле приводит к большей стабилизации некоторых потоков. Как для долгого, так и для короткого КВМ включение в рассмотрение, пусть и слабого, магнитного поля позволило избежать незначительной фрагментации истечения из точки Лагранжа L₂. Вполне возможно, что для упрощения расчетов при грубом определении основных закономерностей динамики вещества, можно пользоваться менее громоздкой газодинамической моделью. Однако следует отметить, что для систем с более сильным магнитным полем, чем в рассмотренной, именно МГД модель может



Рис. 8. То же, что и на рис. 2. Взаимодействие протяженной оболочки горячего юпитера с коротким КВМ. Передний край КВМ достиг планеты.

помочь выявить существенно более тонкие эф-фекты.

Отдельно необходимо подчеркнуть влияние области разрежения, следующей сразу за КВМ и

вносящей весомый вклад в дестабилизацию оболочки горячего юпитера. Падение давления звездного ветра приводит к увеличению области расширения оболочки и отдалению точки лобо-



Рис. 9. То же, что и на рис. 2. Взаимодействие протяженной оболочки горячего юпитера с коротким КВМ. Планета находится в индуцированной прохождением КВМ области разрежения звездного ветра.

вого столкновения непосредственно от поверхности планеты в 2–3 раза. Не так давно удалось пронаблюдать корональный выброс массы у другой звезды [33], поэтому в перспективе при достаточном количестве наблюдательных данных такой эффект можно наблюдать при интерпретации более раннего начала транзита у известных горячих юпитеров.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 98 № 8 2021



Рис. 10. То же, что и на рис. 2. Взаимодействие протяженной оболочки горячего юпитера с коротким КВМ. Плотность звездного ветра восстанавливается.

По результатам проведенных МГД и газодинамического моделирований можно сделать вывод, что включение в рассмотрение магнитного поля так же, как и в случае стационарного ветра [9], приводит к уменьшению потери массы в случае значительных возмущений параметров ветра. Примечателен тот факт, что хоть и разница в значениях интегральной потери массы планетой со-



Рис. 11. То же, что и на рис. 7, но для случая короткого КВМ.

ответствует данному выводу, пики темпа потери массы выше именно в МГД случае. Не до конца изучен также вопрос влияния положения КВМ по отношению к горячему юпитеру. Показано, что геометрия выброса играет существенную роль в степени дестабилизации оболочки планеты за пределами полости Роша, однако точные закономерности найдены не были. Эти результаты открыты для дальнейших обсуждений.

По итогам работы общая потеря массы $\Delta M_{\rm p}$ за выброс составила для МГД и газодинамической моделей соответственно 2.26×10¹⁴ г, 4.75×10¹⁴ г для долгого КВМ и $4.27\!\times\!10^{14}$ г, $5.27\!\times\!10^{14}$ г для короткого КВМ. Сравнение этих результатов с чисто газодинамическими расчетами [7] для широкого КВМ, когда планета на протяжении всего моделирования лежит внутри выброса ($\Delta M_{\rm p} \approx 10^{15}$ г), показало уменьшение общей потери массы, ассоциированной с КВМ. Однако разница составляет меньше порядка, что позволяет сделать вывод, что учет даже слабых узких КВМ, взаимодействующих с планетой лишь по касательной, необходим для исследования эволюции горячих юпитеров. Во-первых, стоит принять во внимание, что планеты, находящиеся столь близко к родительской звезде, способны подвергаться влиянию КВМ довольно часто. Во-вторых, частота КВМ зависит от возраста звезды, поэтому более молодые, чем Солнце, звезды будут в сумме оказывать более разрушительное влияние на оболочки таких планет.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Авторы признательны правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку по гранту 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят П.В. Кайгородова и В.И. Шематовича за ценные замечания и полезные обсуждения. Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования "Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса" НИЦ "Курчатовский институт", http://ckp.nrcki.ru/, а также вычислительных средств МСЦ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. D. Charbonneau, T. M. Brown, D. W. Latham, and M. Mayor, Astrophys. J. 529, L45 (2000).
- 2. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, et al., Nature **422**, 143 (2003).
- 3. Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, Д. Э. Ионов, В. И. Шематович, Астрон. журн. **90**, 779 (2013).
- 4. D. Bisikalo, P. Kaygorodov, D. Ionov, V. Shematovich, et al., Astrophys. J. 764, 19 (2013).
- 5. J. L. Linsky, H. Yang, K. France, C. S. Froning, et al., Astrophys. J. 717, 1291 (2010).
- 6. Д. В. Бисикало, А. А. Черенков, Астрон. журн. **93**, 139 (2016).
- 7. A. Cherenkov, D. Bisikalo, L. Fossati, and C. Möstl, Astrophys. J. 846, 31, (2017).
- 8. П. В. Кайгородов, Е. А. Ильина, Д. В. Бисикало, Астрон. журн. 96, 367 (2019).
- А. С. Аракчеев, А. Г. Жилкин, П. В. Кайгородов, Д. В. Бисикало, А. Г. Косовичев, Астрон. журн. 94, 927 (2017).
- K. G. Kislyakova, M. Holmström, H. Lammer, et al., Science 346, 981 (2014).
- 11. *А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало*, Астрон. журн. **96**, 547 (2019).
- 12. А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, Астрон. журн. 97, 242 (2020).
- 13. А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, Астрон. журн. 97, 538 (2020).

- 14. А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, Астрон. журн. 97, 145 (2020).
- Д. В. Бисикало, А. Г. Жилкин, А. А. Боярчук, Газодинамика тесных двойных звезд (М.: Физматлит, 2013).
- 16. А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, Усп. физ. наук **182**, 121 (2012).
- 17. T. Tanaka, J. Comp. Phys. 111, 381 (1994).
- 18. K. G. Powell, P. L. Roe, T. J. Linde, T. I. Gombosi, and D. L. de Zeeuw, J. Comp. Phys. **154**, 284 (1999).
- 19. A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 475, 605 (2018).
- Д. В. Бисикало, В. И. Шематович, П. В. Кайгородов, А. Г. Жилкин, Газовые оболочки экзопланет – горячих юпитеров (М.: Наука, 2020).
- M. J. Owens and R. J. Forsyth, Living Rev. Solar Phys. 10, 5 (2013).
- 22. E. N. Parker, Astrophys. J. 128, 664 (1958).
- 23. E. J. Weber and L. Davis Jr., Astrophys. J. 148, 217 (1967).

- 24. В. Б. Баранов, К. В. Краснобаев, Гидродинамическая теория космической плазмы (М.: Наука, 1977).
- 25. G. L. Withbroe, Astrophys. J. 325, 442 (1988).
- 26. W. M. Farrell, J. S. Halekas, R. M. Killen, G. T. Delory, et al., J. Geophys. Res. Planets 117, id. E00K04 (2012).
- 27. C. Möstl, K. Amla, J. R. Hall, P. C. Liewer, et al., Astrophys. J. 787, 119, (2014).
- 28. Y. D. Liu, J. D. Richardson, C. Wang, and J. G. Luhmann, Astrophys. J. 788, L28, (2014).
- 29. P. Cargo and G. Gallice, J. Comp. Phys. 136, 446 (1997).
- 30. S. R. Chakravarthy and S. Osher, AIAA Papers N 85-0363 (1985).
- 31. А. Г. Жилкин, А. В. Соболев, Д. В. Бисикало, М. М. Габдеев, Астрон. журн. **96**, 748 (2019).
- A. Dedner, F. Kemm, D. Kroner, C.-D. Munz, T. Schnitzer, and M. Wesenberg, J. Comp. Phys. 175, 645 (2002).
- 33. *C. Argiroffi, F. Reale, et al.*, Nature Astronomy **3**, 742 (2019).

УДК 524.3-17

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО КОЛЛАПСА МАГНИТНЫХ ПРОТОЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ

© 2021 г. С. А. Хайбрахманов^{1, 2, *}, А. Е. Дудоров^{1, 2}, Н. С. Каргальцева^{1, 2}, А. Г. Жилкин³

¹ Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия
 ² Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
 ³ Институт астрономии РАН, Москва, Россия
 *E-mail: khaibrakhmanov@csu.ru
 Поступила в редакцию 10.03.2021 г.
 После доработки 29.04.2021 г.
 Принята к публикации 30.04.2021 г.

Исследуется коллапс магнитных протозвездных облаков с массой 10 и 1 M_{\odot} . Коллапс моделируется численно с использованием двумерного магнитогазодинамического (МГД) кода Enlil. Расчеты показывают, что к концу изотермической стадии коллапса протозвездные облака приобретают иерархическую структуру. Под действием электромагнитной силы протозвездное облако принимает форму сплюснутой оболочки с отношением полутолщины к радиусу $Z/R \sim 0.20-0.95$. Внутри этой оболочки образуется геометрически и оптически тонкий первичный диск с радиусом $(0.2-0.7)R_0$ и $Z/R \sim (10^{-2}-10^{-1})$, где R_0 – начальный радиус облака. Первичные диски – это структуры, находящиеся в квазимагнитостатическом равновесии. Они образуются в том случае, когда начальная магнитная энергия облака превышает 20% от гравитационной энергии. Масса первичных дисков составляет 30–80% от начальной массы облака. В центре первичного диска в дальнейшем образуется ка, а также возможные наблюдаемые проявления внутренней иерархии коллапсирующего облака с точки зрения особенностей геометрии магнитного поля и распределения углового момента на разных уровнях иерархии.

Ключевые слова: магнитные поля, магнитная газодинамика (МГД), численное моделирование, звездообразование, межзвездная среда

DOI: 10.31857/S0004629921090048

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения в оптическом, инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах показывают, что современное звездообразование происходит в холодных ядрах молекулярных облаков. Будем называть эти ядра протозвездными облаками (далее ПЗО). ПЗО имеют характерные размеры 0.05-0.3 пк, концентрации 10⁴-10⁵ см⁻³. массы от нескольких десятых до десятков солнечных масс [1, 2], температуры 10-20 К [3, 4]. Градиенты скорости, определяемые по молекулярным эмиссионным линиям различных частей ядер, указывают на твердотельное вращение [6, 7]. Вращательная энергия составляет несколько процентов от гравитационной энергии. С помощью поляризационного картирования и измерения зеемановского расщепления линий молекул ОН в ПЗО обнаружено крупномасштабное маг-

нитное поле с напряженностью порядка 10^{-5} Гс [8–11].

Гравитационный коллапс ПЗО приводит к образованию протозвезды, которая наблюдается как источник инфракрасного (ИК) излучения в центре облака. Самая ранняя стадия эволюции протозвезды, когда она глубоко погружена в протяженную газопылевую оболочку, определяемую пиком излучения в субмиллиметровом диапазоне, ассоциируется с молодыми звездными объектами класса 0 [12].

Наблюдения нескольких молодых звездных объектов (далее M3O) класса 0 в молекулярных эмиссионных линиях и в ИК-континууме показали, что молодые протозвезды окружены протяженными сплюснутыми структурами с радиусами от нескольких сотен до нескольких тысяч астрономических единиц [13–17]. Некоторые из этих структур имеют профили вращения, соответствующие постоянному угловому моменту [18–20]. Недавние наблюдения этих же объектов с помощью инструментов Atacama Large (sub-)Mm Array (ALMA) и Very Large Telescope (VLT) с высоким угловым разрешением показывают, что внутри уплощенных оболочек вокруг протозвезд находятся компактные диски меньшего размера [1, 21–23]. Некоторые из этих компактных дисков демонстрируют профили вращения, близкие к кеплеровскому [24–26].

Для нескольких M3O класса 0 удалось провести поляризационное картирование и определить геометрию крупномасштабного магнитного поля их дисков. Например, пинчевое магнитное поле и признаки тороидального магнитного поля были обнаружены внутри диска объекта HH 211 [19]. Магнитное поле в VLA 1632A направлено вдоль оси истечения [27]. Молекулярные истечения и струи являются типичными признаками M3O класса 0 [12]. Жирар и др. [28], Дэвидсон и др. [29], Чэпмэн и др. [30] обнаружили магнитное поле с геометрией типа "песочные часы" в нескольких облаках на масштабах, сопоставимых с размером облака.

Анализ приведенных наблюдательных данных показывает, что динамика эволюции коллапсирующих ПЗО в МЗО класса 0 характеризуется образованием компактных дисков, погруженных в крупномасштабные уплощенные оболочки.

Первые численные расчеты коллапса ПЗО показали, что начальная изотермическая стадия коллапса характеризуется образованием сплюшенной оболочки коллапсирующего облака [31, 32]. На основе расчетов в рамках модели коллапса "наизнанку" ("inside-out collapse" в англоязычной терминологии), Галли и Шу [33] заявили, что в процессе коллапса изотермической невращающейся сингулярной сферы с однородным магнитным полем образуется псевдодиск – транзиентная уплощенная неравновесная структура. В более поздних работах любые уплощенные структуры, образующиеся на начальных этапах коллапса, назывались псевдодисками [34-38], хотя этот термин не имеет строгого определения. Основная проблема, которая рассматривалась в vпомянутых выше статьях, это так называемая катастрофа магнитного торможения, сформулированная Галли и др. [39]. Проблема состоит в том, что вмороженное магнитное поле во время коллапса ПЗО предотвращает образование кеплеровских дисков из-за эффективного отвода углового момента торсионными альфвеновскими волнами. Решение этой проблемы, очевидно, заключается в механизмах ослабления магнитного потока облака, а именно: диффузии магнитного поля и/или турбулентности (см. недавний обзор [40]). Из-за того, что разные коллективы авторов используют разные постановки задач и численные коды, пока не удалось определить относительную роль этих механизмов.

Ясно, что характеристики первичных уплощенных структур, в частности распределение их

углового момента и магнитного потока, определяют условия формирования кеплеровских дисков вокруг протозвезд. Но внутренняя структура характеристики таких крупномасштабных и плоских структур, образующихся на ранних стадиях коллапса, детально не изучены. Стоит отметить работы Дудорова и др. [41, 42], которые показали, что отношение толщины к радиусу сплющенных структур, образующихся на ранних стадиях коллапса, пропорционально $\epsilon_m^{-1/2},$ где ε_т – отношение магнитной энергии облака к модулю его гравитационной энергии. На основе результатов двумерного МГД-моделирования Томисака и др. [36] отметили, что эпоха образования первичных уплощенных структур характеризуется формированием МГД-ударных волн. распространяющихся в оболочку облака. и последующим формированием истечений. Этот результат подтвердил предсказания Дудорова и Сазонова [43]. Предыдущие исследования были сосредоточены на коллапсе ПЗО с массой Солнца (см. ссылки выше) или массивных звезд с массой более $10M_{\odot}$ (см. недавний обзор [40]).

В данной работе исследуется изотермическая стадия коллапса магнитных ПЗО промежуточной, $M = 10 M_{\odot}$, и солнечной масс в широком диапазоне начальных тепловых и магнитных энергий. Основное внимание уделяется формированию квазимагнитостатических дисков, которые мы называем первичными дисками. Основаная цель работы – детально изучить характеристики первичных дисков, так как они определяют дальнейшее формирование и эволюцию протозвезды с протозвездным диском. Постановка задачи коллапса ПЗО в осесимметричном приближении, численный метод и параметры модели описаны в разделе 2. В разделе 3 анализируется типичная картина изотермического коллапса магнитных ПЗО и определяются характеристики образующейся иерархической структуры: сплюснутой оболочки и первичного диска. В разделе 4 исследуется эволюция первичных дисков. Основные особенности образующихся структур в зависимости от начальных параметров облака анализируются в разделе 5. В разделе 6 обсуждается общая картина изотермического коллапса ПЗО, обнаруженная в проведенных расчетах, и намечаются перспективы дальнейших исследований.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим однородное сферически симметричное ПЗО с массой $M_0 = 10 \ M_{\odot}$ или 1 M_{\odot} и температурой T = 20 К. Облако вращается твердотельно и пронизано однородным магнитным полем. В начальный момент времени облако находится в равновесии по давлению с внешней

средой. Начальные концентрация n_0 , радиус R_0 и индукция магнитного поля B_0 облака задаются с помощью безразмерных параметров ε_t и ε_m , которые представляют собой отношения тепловой и магнитной энергий облака к модулю его гравитационной энергии соответственно.

Будем исследовать коллапс ПЗО на основе системы уравнений гравитационной МГД в приближении вмороженного магнитного поля:

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

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] =$$

= $-\nabla P - \rho \nabla \Phi + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B},$ (2)

$$\rho \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \varepsilon \right] + P \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \tag{3}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \tag{4}$$

 $\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho, \tag{5}$

$$P = (\gamma - 1)\varepsilon\rho, \tag{6}$$

где Φ – гравитационный потенциал, ε – удельная внутренняя энергия газа, γ – показатель адиабаты. Все остальные величины используются в стандартной физической нотации. Приближение идеальной МГД справедливо для рассматриваемых начальных стадий коллапса, когда концентрация увеличивается не более чем на 4—5 порядков по сравнению с начальной и не превышает 10^{12} см⁻³ [44]. На этой стадии температура газа остается почти постоянной. Для моделирования изотермического коллапса, когда газ в облаке эффективно охлаждается и его температура не изменяется, примем эффективное значение показателя адиабаты $\gamma = \gamma_{eff} = 1.001$.

Используем цилиндрическую систему координат (r, φ , z). Начало координат находится в центре облака. Ось z направлена вдоль начального магнитного поля **B**₀. В осесимметричном приближении можно рассматривать динамику облака в плоскости r-z в области положительных координат r и z. Подробное описание уравнений модели в цилиндрических координатах приведено в статье Жилкина и др. [45].

Численное моделирование коллапса ПЗО выполняется с помощью МГД-кода Enlil на адаптивной подвижной сетке [41, 45–47]. Система уравнений модели решается в безразмерном виде. Начальные плотность ρ_0 и радиус R_0 облака используются как масштабы плотности и координат соответственно. Время измеряется в единицах $t_0 = 1/\sqrt{4\pi G \rho_0}$. Соответствующие масштабы ско-

рости, давления, энергии и магнитной индукции равны $v_0 = R_0/t_0$, $\rho_0 v_0^2$, v_0^2 и $\sqrt{4\pi\rho_0}v_0$ соответственно. Уравнения идеальной МГД решаются с помощью квазимонотонной TVD-схемы, имеющей третий порялок аппроксимации по простран-

щью квазимонотонной TVD-схемы, имеющей третий порядок аппроксимации по пространственной переменной в областях гладкого решения и первый порядок аппроксимации по времени. Схема гарантирует сохранение массы, импульса и энергии на расчетной сетке. Уравнение Пуассона для гравитационного потенциала решается неявным методом переменных направлений. Очистка дивергенции магнитного поля реализована с помощью обобщенного метода множителей Лагранжа. Общее количество ячеек сетки составляет $N_r \times N_z = 150 \times 150$.

Для исследования условий формирования и свойств первичных дисков было выполнено 19 расчетов с начальными параметрами в широких пределах: $0.1 \le \varepsilon_t \le 0.9, 0 \le \varepsilon_m \le 0.7$, что соответствует начальной концентрации в диапазоне $10^3 \le n_0 \le 10^6$ см⁻³, начальной индукции магнитного поля $0 \le B_0 \le 10^{-4}$ Гс. Моделирование проводилось до образования непрозрачной области в центре облака. Оптическая толщина по отношению к собственному тепловому излучению рассчитывалась для постоянной средней непрозрачности пыли с характерным значением $\kappa = 0.1$ см² г⁻¹ [48].

3. РАСЧЕТ ПРИ ТИПИЧНЫХ ПАРАМЕТРАХ

Рассмотрим коллапс магнитного невращающегося ПЗО с массой 10 M_{\odot} при начальных параметрах $\varepsilon_t = 0.3$, $\varepsilon_m = 0.2$. Соответствующие начальный радиус, концентрация и индукция магнитного поля равны $R_0 = 0.1$ пк, $n_0 = 4 \times 10^4$ см⁻³, $B_0 = 4.7 \times 10^{-5}$ Гс соответственно. Характерное время коллапса с учетом влияния электромагнитной силы можно определить как

$$t_{\rm fm} = t_{\rm ff} (1 - \varepsilon_{\rm m})^{-1/2}, \quad t_{\rm ff} = (3\pi/32G\rho_0)^{1/2},$$
 (7)

где $t_{\rm ff}$ – время свободного падения (см. [43]). Для принятых параметров $t_{\rm ff} = 0.170$ млн. лет, $t_{\rm fm} = 0.193$ млн. лет.

На рис. 1 показаны профили плотности и компонентов вектора полоидальной скорости вдоль осей *r* и *z* в разные моменты времени. Исходное состояние рассматриваемого однородного облака показано на этом рисунке линиями, обозначенными цифрой "1". Начальная динамика коллапсирующего магнитного облака характеризуется распространением быстрой МГД-волны разрежения от границы облака к его центру [49]. Фронт этой волны делит облако на однородную центральную область и неоднородную оболочку. На-



Рис. 1. Слева – профили плотности (а) и радиальной скорости (в) вдоль экваториальной плоскости в несколько моментов времени для параметров ε_t = 0.3, ε_m = 0.2. Справа – соответствующие профили плотности (б) и вертикальной скорости (г) вдоль оси *z*. Штриховые линии с цифрами показывают характерные наклоны, вертикальные линии – полутолщину первичного диска..

пример, линия "2" на рис. 1а показывает волну разрежения в области $(r, z) > 0.1R_0$. Облако сплющивается вдоль направления начального магнитного поля, как, например, показывают линии "3": размер центральной однородной области в *z*-направлении меньше, чем размер в *r*-направлении. Во внешней части облака устанавливается автомодельный радиальный профиль плотности $\rho \propto r^{-2}$, что согласуется с классическим результатом Ларсона [50].

К моменту времени $t = 0.9087 t_{fm}$ (линии "4" на рис. 1), плотность в центре облака увеличивается

до ~4×10⁻¹⁶ г см⁻³, т.е. более чем на три порядка по сравнению с начальным значением. В отличие от монотонного уменьшения плотности вдоль *r* на периферии облака, по координате *z* происходит резкий переход от оболочки к центральной части облака при $z = Z_{pd} \approx 3 \times 10^{-3} R_0 \approx 60$ а.е. Этот скачок соответствует переходу от коллапсирующей оболочки к квазимагнитостатическому первичному диску, о чем будет подробно сказано ниже. Формирование первичного диска происходит после фокусировки и отражения МГД-волны разрежения от центра облака.

Позже, при $t > 0.9087 t_{\rm fm}$ (линии "5–7" на рис. 1), наблюдается еще один скачок в профилях $\rho(z)$ над первичным диском, $z \approx (0.01 - 0.03)R_0 \approx$ ≈ (200-600) а.е. Этот скачок соответствует фронту быстрой МГД-ударной волны, распространяющейся наружу от диска практически в направлении z. Эта волна формируется в результате отражения быстрой МГД-волны разрежения от центра облака, как было предсказано Дудоровым и Сазоновым [43]. Отраженная быстрая магнитозвуковая волна выходит из первичного диска в оболочку, укручается и превращается в ударную волну. При переходе через фронт ударной волны газ сжимается на порядок по плотности. К моменту времени $t = 0.9517 t_{\rm fm}$ плотность в центре облака вырастает до 4.3×10⁻¹⁴ г см⁻³, т.е. почти на 5 порядков по сравнению с начальным значением.

Рисунок 16 показывает, что вертикальный профиль плотности над фронтом МГД-ударной волны, $z > 0.05R_0 \approx 1000$ а.е., также соответствует автомодельному степенному закону $\rho \propto z^{-2}$ для свободно падающего газа в оболочке облака.

МГД-волна разрежения распространяется от границы облака к его центру, и начальная динамика коллапса характеризуется монотонно ускоряющимся сверхзвуковым течением во внешней части облака и замедляющимся потоком во внутренней однородной области, как показано на рис. 1в (см. линии "1-3"). Электромагнитная сила противодействует сжатию в *r*-направлении, а течение вдоль силовых линий магнитного поля в *z*-направлении практически свободно. Следовательно, $v_r < v_z$, как показывает сравнение рис. 1в и 1г. Например, максимальная радиальная скорость составляет (-0.5) км/с при $r \approx 0.3 R_0 \approx 0.03$ пк (линия "3"), а максимальная вертикальная скорость составляет (-1.1) км/с на $z \approx 0.1 R_0 \approx 0.01$ пк. Картина качественно меняется при $t > 0.91 t_{fm}$ (линии "4-7"). Коллапс в радиальном направлении становится медленнее, чем в начале, с максимальной скоростью $v_r \approx 0.3 - 0.5$ км/с, близкой к скорости звука $v_s = 0.27$ км/с. Коллапс в *z*-направлении характеризуется очень быстрым падением со скоростью до 2.5 км/с в оболочке облака, $z > Z_{pd}$, и квазимагнитостатическим равновесием, $v_z \approx 0$, в области $z \le Z_{\rm pd} \approx 60$ а.е. Равновесие устанавливается приблизительно при $t = 0.9087 t_{\rm fm}$ (линия "4"). Область резкого торможения газа соответствует вертикальной границе первичного диска, которая также видна и на профилях плотности на рис. 16. Тот факт, что газ падает на диск со сверхзвуковой скоростью, означает, что граница первичного диска представляет собой ударный фронт. Резкие пики скорости при $z \approx 0.01 R_0 \approx$

≈ 200 а.е. (линия "5" на рис. 1г), $0.02R_0 \approx 400$ а.е. (линия "6") и $0.02R_0 \approx 600$ а.е. (линия "7") соответствуют быстрой МГД-ударной волне, распространяющейся за пределы диска. Самая внешняя часть облака, $(r, z) > 0.1R_0$, характеризуется профилем скорости свободного падения $v \propto r^{-1/2}$.

На рис. 2а изображены радиальные профили $B_{z}(z = 0)$ в те же моменты времени, что и на рис. 1. Рисунок 2а показывает, что индукция магнитного поля монотонно увеличивается от начального значения 4.7×10^{-5} до ~ 10^{-3} Гс внутри однородной части облака до образования первичного диска (линии "1-4"). Внешняя часть облака характеризуется радиальным профилем $B \propto r^{-1}$, который согласуется с профилем плотности $\rho \propto r^{-2}$, в случае магнитостатического сжатия, $B \propto \rho^{1/2}$. После образования первичного диска индукция магнитного поля продолжает увеличиваться, но центральная часть облака характеризуется немонотонными профилями В₂(r) (линии "5-7"). Наблюдаемые локальные пики на профилях $B_{z}(r)$ обусловлены "отскоком" некоторой части падающего газа после фокусировки волны разрежения в центре облака. Аналогичный "отскок" наблюдался в расчетах [31, 51].

Зависимость интенсивности магнитного поля от плотности газа в центре облака изображена на рис. 26. Зависимость является степенной, $B \propto \rho_{\rm B}^k$, с $k_{\rm B} = 2/3$ на самой ранней стадии коллапса, $\rho_c < 3 \times 10^{-18}$ г см⁻³. Эта зависимость отражает почти изотропный коллапс облака из-за слабого влияния электромагнитной силы на динамику газа. Этому этапу соответствуют линии "1-2" на рис. 1 и 2а. Зависимость становится почти плоской, $B \approx \text{const}$, т.е. интенсивность магнитного поля практически не меняется, в диапазоне плотностей $3\!\times\!10^{-18} < \rho_c < 5\!\times\!10^{-16}$ г см $^{-3}$. Этот эффект объясняется тем, что магнитное поле замедляет коллапс в радиальном направлении, и падение продолжается преимущественно в направлении z вдоль силовых линий магнитного поля, что соответствует случаю $v_r < v_z$ (линии "3—4" на рис. 1в и 1г). Немонотонное поведение зависимости $B_{c}(\rho_{c})$ при $\rho_{c} \sim (10^{-15} \text{--} 10^{-14})$ г см $^{-3}$ вызвано кратковременными эпизодами "отскока" после фокусировки волны разрежения в центре облака и ее последующего отражения. После формирования первичного диска, $\rho_{\rm c} > 10^{-14}$ г см $^{-3},$ степенная зависимость $B_c(\rho_c)$ характеризуется показателем $k_{\rm B} \approx 1/2$, отражающим квазимагнитостатическое сжатие диска.



Рис. 2. Слева — радиальные профили $B_z(z = 0)$ в те же моменты времени, что на рис. 1. Справа — зависимость интенсивности магнитного поля от плотности газа в центре облака. Штриховыми линиями с цифрами показаны характерные наклоны профилей.

На рис. 3 показана двумерная структура облака при $t = 0.9517 t_{fm}$, когда в центре облака появилась непрозрачная область (см. линию "7" на рис. 1). Показаны распределения десятичного логарифма плотности, векторы полоидальной скорости и силовые линии полоидального магнитного поля в области $(r, z) < 0.8R_0$ (а) и в центральных частях облака (панели б и в).

Рисунок За демонстрирует, что облако приобретает сплюснутую форму с малой полуосью, направленной вдоль начального магнитного поля \mathbf{B}_0 (см. оранжевую область на рис. За). Большая и малая полуоси сплюснутого облака равны $R_{\rm env} \approx 0.62R_0 \approx 0.062$ пк и $Z_{\rm env} \approx 0.4R_0 \approx 0.040$ пк соответственно. Степень сплюснутости облака $\epsilon_{\rm env} = Z_{\rm env}/R_{\rm env} \approx 0.645$. Магнитное поле во внешней части оболочки облака, $r > (0.2-0.3)R_0$, имеет квазирадиальную геометрию, $B_r \sim B_z$.

На рис. Зб и Зв виден геометрически тонкий диск внутри сплюснутой оболочки облака. Распределение стрелок полоидальных скоростей указывает на то, что быстрое и практически вертикальное падение газа в оболочке превращается в медленное почти радиальное движение внутри диска, т.е. внутри первичного диска возникает квазимагнитостатическое равновесие. Граница первичного диска определяется по переходу от вертикального почти свободного падения вещества к магнитостатическому равновесию, характеризуемому $v_z \approx 0$ (см. обсуждение рис. 1 выше). Определенная таким образом граница первичного диска обозначена на рис. 3 зеленой линией. Пер-

вичный диск имеет радиус $R_{pd} \approx 0.22R_0 \approx 4500$ а.е. и максимальную полутолщину $\approx 0.009R_0 \approx 180$ а.е. Толщина первичного диска минимальна вдоль оси вращения, $Z_{pd} \approx 0.002R_0 \approx 40$ а.е. В этой области характерная шкала высоты первичного диска *H* составляет 16 а.е., а внутри первичного диска укладывается 26 из 150 расчетных ячеек (см. линию "7" на рис. 16). Максимальный размер ячейки внутри диска равен $\Delta z_{max} \approx 1.6$ а.е. \ll $\ll 1 H$. Следовательно, разрешение сетки является достаточным для исследования внутренней структуры первичного диска.

На рис. Зб наблюдается еще один резкий скачок плотности при $z \approx (0.02-0.04)R_0 \approx (400-800)$ а.е. Этот скачок соответствует фронту быстрой МГДударной волны, распространяющейся из диска в оболочку облака, как показано на рис. 1.

В момент времени $t = 0.9517 t_{\rm fm}$ плотность в центре облака составляет 4.3×10^{-14} г см⁻³. Дальнейшая эволюция системы приведет к образованию почти сферического непрозрачного гидростатического ядра с $\gamma_{\rm eff} = 5/3$. Точное исследование формирования первого ядра и последующей эволюции облака и первичного диска будет выполнено в нашей дальнейшей работе.

Резюмируя описанные выше результаты, можно обрисовать следующую картину коллапса магнитного ПЗО. Изначально коллапс облака практически сферически симметричен, так как электромагнитная сила слабее гравитационной силы. В процессе коллапса электромагнитная сила уве-



Рис. 3. Двумерная структура коллапсирующего протозвездного облака при $t = 0.9517 t_{\rm fm}$ для параметров $\varepsilon_t = 0.38$, $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$. Цветовая заливка показывает распределение десятичного логарифма безразмерной плотности, стрелки показывают поле скорости, белые линии – линии полоидального магнитного поля. Слева (а) показана область $(r \times z)(0.8 \times 0.8)R_0$; справа – увеличенная область $(r \times z)(0.25 \times 0.05)R_0$ (б) и увеличенная область $(r \times z)(0.02 \times 0.035)R_0$ (в). Голубая линия на панели (а) показывает границу облака, зеленая линия на панелях (б) и (в) – границу первичного диска.

личивается, и в конечном итоге двумерный коллапс сменяется на одномерный. Сжатие облака в направлении, перпендикулярном силовым линиям магнитного поля, замедляется электромагнитной силой. в то время как вертикальное падение вдоль силовых линий магнитного поля остается практически свободным. Одномерный коллапс вдоль силовых линий магнитного поля неэффективен в том смысле, что этот процесс в конечном итоге всегда прекращается и приводит к формированию квазимагнитостатической равновесной структуры. Равновесие устанавливается благодаря балансу между гравитацией $(g_z \sim \rho GMH/r^3$, где H – шкала высоты), давлением газа ($\partial P/\partial z \sim \rho c_t^2/H$, где c_t – изотермическая скорость звука) и электромагнитной силой $(\partial (B^2/8\pi)/\partial z \sim B^2/8\pi H)$ в вертикальном направлении, а также балансу между гравитацией $(g_r \sim \rho GM/r^2)$ и электромагнитной силой $(\partial (B^2/8\pi)/\partial r \sim B^2/8\pi r)$ в радиальном направлении. Такой баланс сил приводит к соотношению $B \propto \rho^{1/2}$, которое наблюдается в наших расчетах после формирования первичного диска (см. рис. 26). Таким образом, формирование квазимагнитостатического первичного диска на изотермической стадии является естественным и неизбежным следствием коллапса магнитного ПЗО.

4. ЭВОЛЮЦИЯ ПЕРВИЧНОГО ДИСКА

В табл. 1 представлены характеристики первичного диска и его оболочки в расчете с $\varepsilon_t = 0.3$, $\varepsilon_m = 0.2$ для нескольких моментов времени. В таблице указаны время формирования (столбец 2), радиус (столбец 3), максимальная полутолщина (столбец 4), степень сплюснутости $\epsilon_{pd} = Z_{pd}/R_{pd}$ (столбец 5) и масса первичного диска (столбец 6), масса оболочки (столбец 7), плотность (столбец 8) и индукция магнитного поля (столбец 9) в центре диска. Моменты времени, приведенные в строках 1–4, соответствуют линиям "4–7" на рис. 1.

Таблица 1 показывает, что радиус, R_{pd} , и полутолщина, Z_{pd} , первичного диска увеличиваются со временем. К моменту образования непрозрачной области $R_{pd} \approx 4500$ а.е. и $Z_{pd} \approx 180$ а.е., что соответствует степени сплюснутости ~0.04. Первичный диск остается геометрически и оптически тонким в процессе своей эволюции. Рост первичного диска со временем объясняется падением вещества из оболочки и соответствующим

ХАЙБРАХМАНОВ и др.

	t i	n						
N⁰	$t_{\rm pd}, t_{\rm fm}$	$R_{\rm pd}$, a.e.	$Z_{\rm pd}$, a.e.	$\boldsymbol{\epsilon}_{\mathrm{pd}}$	$M_{\rm pd}/M_0$	$M_{\rm env}/M_0$	$ ho_c$, г см ⁻³	<i>B</i> _c , Γc
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
1	0.909	1600	60	0.037	0.03	0.92	3.95×10^{-16}	7.59×10^{-4}
2	0.935	3780	170	0.045	0.28	0.66	6.33×10^{-16}	7.99×10^{-4}
3	0.947	4280	170	0.040	0.36	0.56	7.04×10^{-15}	1.50×10^{-3}
4	0.952	4460	180	0.040	0.38	0.53	4.31×10^{-14}	2.60×10^{-2}

Таблица 1. Зависимость характеристик оболочки облака и первичного диска от времени в расчете с начальными параметрами $\varepsilon_t = 0.3$, $\varepsilon_m = 0.2$

увеличением квазимагнитостатической области, характеризующейся балансом между газовым и магнитным давлениями и гравитацией в направлении z. Следует отметить, что, исходя из наших расчетов, полутолщина первичного диска зависит от r. В центральной части диска она меньше, $Z_{\rm nd} \approx 40-50$ a.e., чем на его периферии, $Z_{\rm pd} \approx$ ≈ 200 а.е. Это связано с тем, что магнитное поле остается практически однородным в центральной части облака, так что магнитное поле не вносит заметный вклад в баланс сил в вертикальном направлении в области r < 200 а.е. Таким образом, первичный диск состоит из квазигидростатической центральной части и квазимагнитостатической периферии. Плотность газа и интенсивность магнитного поля в центре диска увеличиваются

со временем, отражая рост первичного диска изза падения вещества из оболочки.

На рис. 4 показаны вертикальные профили B_z и B_r на расстоянии $r = 0.05R_0 \approx 1000$ а.е. в несколько моментов времени после формирования первичного диска. Рис. 4а показывает, что интенсивность B_z максимальна и увеличивается со временем внутри первичного диска от 6×10^{-4} Гс при $t = 0.9038t_{\rm fm}$ до 1.5×10^{-3} Гс при $t = 0.9517t_{\rm fm}$. Магнитное поле остается однородным, $B_z \sim$ const внутри первичного диска, $z < Z_{\rm pd}$, поскольку динамика газа в этой области практически одномерна, $v_z \ll v_r$. Область над диском характеризуется двумерным коллапсом с $v_r \sim v_z$ (см. поле скорости на рис. 36 и 3в), комбинация радиального и



Рис. 4. Слева (а) — вертикальные профили B_z на $r = 0.05R_0 \approx 1000$ а.е. в несколько моментов времени, справа (б) — соответствующие профили B_r . Линии "2—5" соответствуют строкам 1—4 в табл. 1.
N⁰	$\boldsymbol{\epsilon}_t$	ε _m	$ ho_c/ ho_0$	$R_{\rm pd}/R_0$	$R_{\rm env}/R_0$	$M_{\rm pd}/M_0$	$M_{\rm env}/M_0$	$\boldsymbol{\epsilon}_{\mathrm{pd}}$	ε _{env}	$t_{\rm pd}, t_{\rm fm}$	$t_{\rm od}, t_{\rm fm}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
1	0.3	0	9.8×10^{3}	_	0.57	_	0.947		1.0	-	0.991
2	0.3	0.01	1.2×10^{4}	—	0.60	-	0.946	—	1.0	—	0.986
3	0.3	0.2	2.7×10^{5}	0.22	0.80	0.38	0.563	0.04	0.70	0.909	0.952
4	0.3	0.6	4.6×10^{5}	0.54	0.98	0.71	0.237	0.13	0.29	0.692	0.823
5	0.7	0.2	7.6×10^{6}	0.31	0.83	0.47	0.470	0.23	0.63	1.089	1.194

Таблица 2. Характеристики оболочки облака и первичного диска в расчетах коллапса ПЗО 10 M_{\odot}

вертикального падения вызывает уменьшение B_z с высотой z.

Согласно рис. 4б, радиальное магнитное поле имеет локальный максимум около границы первичного диска до того, как из диска выйдет быстрая МГД-волна. Например, $B_r(z=80 \text{ a.e.}) \approx 2.5 \times 10^{-4} \text{ Гс}$ при $t = 0.9038t_{\text{fm}}$ (линия "1"). Компонента B_r максимальна вблизи поверхности диска потому, что эта область характеризуется максимальной скоростью радиального движения (см. рис. 3б) и, следовательно, наиболее эффективной генерацией B_r. МГД-ударная волна формируется на границе первичного диска при $t \approx 0.9087 t_{\rm fm}$ (линия "2"), когда отраженная МГД-волна разрежения преломляется на ударном фронте у поверхности диска и укручается при выходе из плотного диска в разреженную оболочку. За фронтом волны происходит одновременный рост плотности газа и интенсивности тангенциальной компоненты магнитного поля (см. рис. 1б и 4б), т.е. эта волна является быстрой МГД-ударной волной. Таким образом, магнитное поле приобретает квазирадиальную геометрию, $B_r \sim B_z$, в области между поверхностью диска и фронтом ударной волны в процессе ее распространения в оболочке диска *z* > (50-200) а.е. (линии "3-5"). Эта область со временем увеличивается в размерах.

5. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ПАРАМЕТРОВ

Подведем итоги набора выполненных расчетов и обсудим зависимость свойств первичного диска от начальных параметров облака.

В табл. 2 показаны характеристики оболочки и первичного диска в расчетах с различными начальными магнитным и тепловым параметрами. Для сравнения также представлены результаты для двух расчетов, в которых первичный диск не образовался (строки 1, 2). В табл. 2 перечислены характеристики структур, образовавшихся в момент окончания расчета. Показаны следующие величины: тепловой и магнитный параметры (столбцы 2 и 3), безразмерная плотность в центре облака (столбец 4), радиусы первичного диска и оболочки (столбцы 5 и 6 соответственно), соответствующие массы (столбцы 7 и 8) и степени сплюснутости (столбцы 9 и 10) этих структур, времена образования первичного диска (столбец 11) и непрозрачной области (t_{od} , столбец 12). Время измеряется в единицах динамической шкалы времени t_{fm} , определяемой с учетом влияния магнитного поля (см. определение в первом абзаце раздела 3).

Расчеты показывают, что иерархическая структура "сплюснутая оболочка — первичный диск — непрозрачная область", обсуждаемая в разделе 3, формируется в расчетах с $\varepsilon_m \ge 0.2$. К моменту формирования непрозрачной области плотность в центре облака ρ_c увеличивается на 5—6 порядков по сравнению с начальной. Радиусы первичных дисков варьируются от $0.22 R_0$ ($\varepsilon_m = 0.2$) до $0.54 R_0$ ($\varepsilon_m = 0.6$). Масса первичного диска составляет 38—71% от начальной массы облака, $M_{pd} \approx 3.75$ —6.79 M_{\odot} , в зависимости от начальных параметров ПЗО. Наблюдается тенденция увеличения размеров и массы первичного диска с увеличением магнитного параметра.

Степень сплюснутости каждой структуры в таблице определена как отношение максимальной полутолщины к радиусу, $\epsilon = Z/R$. Непрозрачная область представляет собой очень тонкую структуру с $\epsilon_{od} \sim 10^{-4} - 10^{-3}$. В дальнейшем в ее центре сформируется сферически симметричное оптически толстое первое гидростатическое ядро. Первичные диски также являются геометрически тонкими, $\epsilon_{pd} \sim 10^{-2} - 10^{-1}$, и их толщина увеличивается со временем. Сплюснутая оболочка имеет $\epsilon_{env} \approx 0.22 - 0.95$, т.е. является геометрически толстой. Следовательно, степень сплюснутости в центральных частях коллапсирующего ПЗО больше, чем на его периферии, $\epsilon_{od} < \epsilon_{pd} < \epsilon_{env}$.

ХАЙБРАХМАНОВ и др.

N⁰	ε _m	$ ho_c/ ho_0$	$R_{\rm pd}/R_0$	$R_{\rm env}/R_0$	$M_{\rm pd}/M_0$	$M_{\rm env}/M_0$	ϵ_{pd}	ε _{env}	$t_{\rm pd}, t_{\rm fm}$	$t_{\rm od}, t_{\rm fm}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
1	0	3.0×10^{5}	_	0.64	_	0.95	_	1.0	_	0.995
2	0.001	2.7×10^{5}	_	0.61	_	0.95	_	1.0	_	0.995
3	0.01	4.5×10^{4}	_	0.61	_	0.95	_	1.0	_	0.994
4	0.05	9.8×10^3	_	0.66	_	0.95	_	0.95	_	0.970
5	0.1	4.8×10^{3}	_	0.72	_	0.94	_	0.82	_	0.949
6	0.2	2.9×10^4	0.20	0.79	0.33	0.62	0.04	0.73	0.92	0.950
7	0.4	7.6×10^{3}	0.42	0.91	0.63	0.31	0.06	0.48	0.82	0.902
8	0.5	5.3×10^3	0.59	0.93	0.77	0.17	0.07	0.44	0.76	0.864
9	0.6	4.2×10^{3}	0.61	0.65	0.73	0.22	0.11	0.57	0.69	0.814
10	0.7	4.2×10^{3}	0.68	0.92	0.71	0.23	0.08	0.17	0.61	0.742

Таблица 3. Характеристики оболочки и первичного диска в расчетах коллапса ПЗО массой 1 M_{\odot} с начальным тепловым параметром $\varepsilon_{t} = 0.3$ и различными магнитными параметрами ε_{m}

Первичные диски обычно образуются в пределах одной динамической шкалы времени $t_{\rm fm}$, после начала коллапса в расчетах со слабым или умеренным магнитным полем, $\varepsilon_{\rm m} < 0.6$. В случаях сильного магнитного поля, $\varepsilon_{\rm m} \ge 0.6$, первичные диски формируются раньше, при $t \sim 0.7 t_{\rm fm}$.

Сравнение строк 3 ($\epsilon_t = 0.3$, $\epsilon_m = 0.2$) и 5 ($\epsilon_t = 0.7$, $\epsilon_m = 0.2$) показывает, что радиус, масса и степень сплюснутости первичного диска увеличиваются с увеличением теплового параметра.

Для сравнения, в данной работе также выполнены расчеты коллапса магнитного ПЗО солнечной массы с тепловым параметром $\varepsilon_t = 0.3$ и магнитным параметром в диапазоне от 0.01 до 0.7. Характеристики структур, образующихся в конце изотермического коллапса облаков солнечной массы, перечислены в табл. 3, по аналогии с табл. 2. Прочерк "-" означает, что в соответствующем расчете первичный диск не образовался. Таблица подтверждает выводы, сделанные для облака массой $10M_{\odot}$, о том, что первичный диск формируется в условиях є_m ≥ 0.2. Радиус первичного диска, образовавшегося в результате коллапса ПЗО солнечной массы, составляет от $0.20 R_0$ для $\varepsilon_m = 0.2$ (строка 6) до $0.68 R_0$ для $\epsilon_{\rm m} = 0.7$ (строка 10). Сравнение этих результатов с результатами, представленными в табл. 2, показывает, что отношение радиуса первичного диска к начальному радиусу облака не зависит от массы облака, что можно интерпретировать как автомодельное поведение. В случае динамически сильного магнитного поля, ε_m ≥ 0.5 (строки 4 в табл. 2 и 8-10 в табл. 3), радиус и масса первичного диска составляют более 50% от начального радиуса и массы облака. Можно сделать вывод, что облако целиком переходит в состояние магнитостатического равновесия, когда его начальное магнитное поле является динамически сильным, что согласуется с предсказаниями Дудорова и Сазонова [43].

Сравнение столбца 7 в табл. 2 и столбца 6 в табл. 3 показывает, что отношение массы первичного диска к массе облака также не зависит от абсолютного значения начальной массы облака. Это соотношение увеличивается с 33% при $\varepsilon_{\rm m} = 0.2$ до 71% при $\varepsilon_{\rm m} = 0.7$. Первичные диски в случае ПЗО солнечной массы также являются геометрически тонкими, но их степень сплюснутости немного больше, чем в случае $M_0 = 10 \ M_{\odot}$.

6. ВЫВОДЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В работе проведено двумерное численное МГД-моделирование коллапса магнитных ПЗО с массой $M_0 = 10$ и 1 M_{\odot} для широкого диапазона начальных тепловых и магнитных параметров, ε_t и ε_m . Моделирование показывает, что в конце изотермической стадии коллапса ПЗО приобретают иерархическую структуру. Первоначально сферическое облако принимает форму сплюснутой оболочки из-за действия электромагнитной и геометрически толстой со степенью сплюснутости $Z/R \sim 0.20-0.95$. Внутри этой оболочки формируется оптически и геометрически тонкий, $Z/R \sim 10^{-2}-10^{-1}$, квазимагнитостатический диск.

Мы называем эту структуру первичным диском, поскольку она является основой для дальнейшего формирования протозвездного диска. Первичные диски образуются в случае $\varepsilon_m \ge 0.2$. Впоследствии в центре облака сформируется первое гидростатическое ядро.

Масса и радиус первичных дисков увеличиваются с увеличением ε_m и лежат в диапазонах $M_{pd} \approx (0.3-0.7) M_0$ и $R_{pd} \approx (0.2-0.7) R_0$ соответственно. Коллапс протозвездных облаков с сильным магнитным полем ($\varepsilon_m \ge 0.5$) приводит к образованию массивных первичных дисков, масса которых больше массы оболочки, т.е. облако в целом эволюционирует в состояние квазимагнитостатического равновесия, как было предсказано Дудоровым и Сазоновым [43].

Первичные диски образуются после фокусировки и отражения волны разрежения в центре облака, в соответствии с выводом Дудорова и др. [49]. Это происходит через $t \approx 1 t_{\text{fm}}$ после начала коллапса протозвездных облаков с умеренным магнитным полем, $\varepsilon_{\rm m} \approx 0.2$. Здесь $t_{\rm fm}$ – характерный динамический масштаб времени для коллапса с учетом влияния магнитного поля. В случае ПЗО с динамически сильным магнитным полем, $\varepsilon_m \ge 0.5$, первичный диск формируется быстрее, в пределах ~ $(0.7-0.8) t_{\rm fm}$. Первичные диски — это долгоживущие структуры. В нашем моделировании они растут со временем до конца изотермической стадии коллапса. Дальнейшая эволюция дисков будет определяться ослаблением их магнитного потока из-за магнитной амбиполярной диффузии и омической диссипации и последующим образованием протозвезды с протозвездным кеплеровским диском.

Можно предположить, что первичные диски будут проявляться в наблюдениях как сплюснутые оболочки вокруг протозвезд с протозвездными дисками, формирующихся после изотермического коллапса. Крупномасштабные плоские структуры, наблюдаемые в МЗО класса 0, могут быть интерпретированы как первичные диски. Например, такая уплощенная структура была обнаружена в линии излучения NH₃(1,1) для МЗО HH211 [17]. Этот первичный диск имеет радиус 6000 а.е. Другой пример – сплюснутая оболочка радиуса 2000 а.е. в МЗО L1527 [15].

В последние годы вокруг протозвезд в МЗО класса 0 обнаруживаются более компактные диски. Эти диски наблюдаются в ИК-континууме, а также в излучении линий СО на ALMA и VLT (см., напр., [1, 21–23, 26]). Есть признаки того, что некоторые из этих компактных дисков имеют профили вращения, близкие к кеплеровским. Компактные вращающиеся диски также были обнаружены внутри сплющенных оболочек HH211 и L1527, обсуждаемых выше (см. [19] и [20] соответственно). На основе проведенного моделирования и анализа наблюдений можно сделать вывод, что первичные диски определяют начальные условия для образования протозвезд с протозвездными дисками. Поэтому возникает вопрос, можно ли наблюдательно обнаружить иерархию, включающую первичные диски, особенно в коллапсирующих ПЗО до образования первого ядра. Мы предполагаем, что оболочку и первичный диск можно отличить друг от друга с точки зрения распределения углового момента и геометрии магнитного поля. Распределение углового момента может быть исследовано с использованием наблюдений молекулярных эмиссионных линий (см., [7, 18]). Геометрию магнитного поля можно определить с помощью поляризационного картирования, как это было сделано для НН211 [19]. Проведенные в настоящей работе расчеты показывают, что первичный диск имеет квазиоднородное магнитное поле внутри, и квазирадиальное магнитное поле вблизи поверхности первичного диска сразу после его образования. В процессе дальнейшей эволюции за пределы первичного диска распространяется быстрая МГД-ударная волна, и область квазирадиального магнитного поля ограничена поверхностью первичного диска и фронтом ударной волны.

Дальнейшее развитие работы предполагает исследование коллапса магнитных вращающихся протозвездных облаков, эволюции углового момента первичных и протозвездных дисков, а также влияния магнитной амбиполярной диффузии и омической диссипации на эволюцию их магнитного потока. Необходимо определить полный угловой момент, массу и магнитный поток оболочки, первичного диска и непрозрачного ядра, чтобы исследовать наблюдаемые проявления внутренней иерархии коллапсирующего облака. Важной задачей является рассмотрение более реалистичной начальной конфигурации, в которой ПЗО с магнитным полем является изначально неоднородным.

Следует подчеркнуть, что первичные диски, определенные в настоящей работе, не являются псевдодисками, описанными в расчетах [33], где была рассмотрена постановка задачи об аккреционной стадии коллапса. Эта постановка задачи соответствует продвинутым стадиям коллапса, когда сильно неоднородная структура облака с резким увеличением плотности в центре уже сформировалась. Расчеты настояшей работы показывают, что сплющенные квазистатические диски формируются на самых ранних стадиях коллапса, до образования первого гидростатического ядра. Также следует отметить, что проведенные расчеты показывают, что магнитное поле остается квазиоднородным внутри центральной уплощенной области коллапсирующего облака, в отличие от нефизичного утверждения Галли и др. [39] о том, что в подобной области формируется магнитное поле монопольного типа.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа С.А. Хайбрахманова в разделе 6 поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 18-52-52006). Работа А.Е. Дудорова в разделе 3 поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 18-02-01067). Работа Н.С. Каргальцевой в разделе 5 поддержана Российским научным фондом (проект 19-72-10012). Работа А.Г. Жилкина в разделе 2 выполнена при поддержке правительства Российской Федерации и Министерства высшего образования и науки РФ по гранту 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039). Авторы благодарны рецензенту за оценку работы и полезные комментарии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *M. L. Enoch, S. Corder, G. Duchêne, D. C. Bock, et al.*, Astrophys. J. Suppl. **195**, id. 21 (2011).
- P. S. Teixeira, C. J. Lada, and J. F. Alves, 629, 276 (2005).
- 3. R. Launhardt, A. M. Stutz, A. Schmiedeke, T. Henning, et al., Astron. and Astrophys. 551, id.A98 (2013).
- 4. S. I. Sadavoy, E. Keto, T. L. Bourke, M. M. Dunham, et al., Astrophys. J. 852, id. 102 (2018).
- M. Tang, T. Liu, S.-L. Qin, K.-T. Kim, et al. Astrophys. J. 856, id. 141 (2018).
- 6. P. Caselli, P. J. Benson, P. C. Myers, and M. Tafalla, Astrophys. J. 572, 238 (2002).
- A. Punanova, P. Caselli, J. E. Pineda, A. Pon, M. Tafalla, A. Hacar, and L. Bizzocchi, Astron. and Astrophys. 617, id. A27 (2018).
- 8. *R. M. Crutcher*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **50**, 29 (2012).
- 9. *M. Galametz, A. Maury, J. M. Girart, R. Rao, et al.*, Astron. and Astrophys. **616**, id. A139 (2018).
- 10. H.-B. Li, C. D. Dowell, A. Goodman, R. Hildebrand, and G. Novak, Astrophys. J. **704**, 891 (2009).
- 11. T. H. Troland and R. M. Crutcher, Astrophys. J. 680, 457 (2008).
- 12. P. Andre, D. Ward-Thompson, and M. Barsony, Astrophys. J. 406, 122 (1993).
- 13. C.-F. Lee, N. Hirano, Q. Zhang, H. Shang, P. T. R. Ho, and R. Krasnopolsky, Astrophys. J. 786, 114 (2014).
- 14. L. W. Looney, J. J. Tobin, and W. Kwon, Astrophys. J. 670, L131 (2007).
- 15. N. Ohashi, M. Hayashi, P. T. P. Ho, and M. Momose, Astrophys. J. 475, 211 (1997).
- 16. J. J. Tobin, L. Hartmann, L. W. Looney, and H.-F. Chiang, Astrophys. J. **712**, 1010 (2010).
- 17. G. J. Wiseman, A. Wootten, H. Zinnecker, and M. Mc-Caughrean, Astrophys. J. 550, L87 (2001).

- M. Gaudel, A. J. Maury, A. Belloche, S. Maret, et al., Astron. and Astrophys. 637, id. A92 (2020).
- 19. C.-F. Lee, W. Kwon, K.-S. Jhan, N. Hirano, et al., Astrophys. J. 879, 101 (2019).
- J. J. Tobin, L. Hartmann, H.-F. Chiang, D. J. Wilner, L. W. Looney, L. Loinard, N. Calvet, and P. D'Alessio, Nature 492, 83 (2012).
- J. K. Jørgensen, E. F. van Dishoeck, R. Visser, T. L. Bourke, D. J. Wilner, D. Lommen, M. R. Hogerheijde, and P. C. Myers, Astron. and Astrophys. 507, 861 (2009).
- 22. S. Maret, A. J. Maury, A. Belloche, M. Gaudel, et al., Astron. and Astrophys. 635, id. A15 (2020).
- 23. J. J. Tobin, P. D. Sheehan, S. T. Megeath, A. K. Diaz-Rodriguez, et al., Astrophys. J. **890**, id. 130 (2020).
- 24. J. E. Lindberg, J. K. Jurgensen, C. Brinch, T. Haugbolle, et al., Astron. and Astrophys. 566, id. A74 (2014).
- 25. *N. M. Murillo and S.-P. Lai*, Astrophys. J. Letters **764**, id. L15 (2013).
- H H.-W. Yen, P. M. Koch, S. Takakuwa, R. Krasnopolsky, N. Ohashi, and Y. Aso, Astrophys. J. 834, id. 178 (2017).
- 27. C. L. H. Hull, R. L. Plambeck, W. Kwon, G. C. Bower, et al., Astrophys. J. Suppl. 213, id. 13 (2014).
- 28. J. M. Girart, R. Rao, and D. P. Marrone, Science 313, 812 (2006).
- 29. J. A. Davidson, G. Novak, T. G. Matthews, B. Matthews, et al., Astrophys. J. 732, id. 97 (2011).
- 30. N. L. Chapman, J. A. Davidson, P. F. Goldsmith, M. Houde, et al., Astrophys. J. 770, id. 151 (2013).
- 31. D. C. Black and E. H. Scott, Astrophys. J. 263, 696 (1982).
- 32. T. Nakano, Publ. Astron. Soc. Pacific 31, 697 (1979).
- 33. D. Galli and F. H. Shu, Astrophys. J. 417, 220 (1993).
- 34. *P. Hennebelle and A. Ciardi*, Astron. and Astrophys. **506**, L29 (2009).
- 35. *K. H. Lam, Z.-Y. Li, C.-Y. Chen, K. Tomida, and B. Zhao,* Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **489**, 5326 (2019).
- 36. K. Tomisaka, Astrophys. J. 575, 306 (2002).
- F. Y. Tsukamoto, S. Okuzumi, K. Iwasaki, M. N. Machida, and S.-I. Inutsuka, Publ. Astron. Soc. Pacific 69, id. 95 (2017).
- 38. *B. Zhao, P. Caselli, Z.-Y. Li, and R. Krasnopolsky*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **473**, 4868 (2018).
- 39. D. Galli, S. Lizano, F. H. Shu, and A. Allen, Astrophys. J. 647, 374 (2006).
- 40. B. Zhao, K. Tomida, P. Hennebelle, J. J. Tobin, et al., Solar System Res. 216, id. 43 (2020).
- 41. A. E. Dudorov, A. G. Zhilkin, and O. A. Kuznetsov, Mathematical Modelling 11, 110 (1999).
- 42. A. E. Dudorov, A. G. Zhilkin, N. Y. Lazareva, and O. A. Kuznetsov, Astron. Astrophys. Trans. 19, 515 (2000).
- 43. A. E. Dudorov and I. V. Sazonov, Nauchnye Informatsii 50, 98 (1982).

- 44. *T. Nakano, R. Nishi, and T. Umebayashi*, Astrophys. J. **573**, 199 (2002).
- 45. *Q A. G. Zhilkin, Y. N. Pavlyuchenkov, and S. N. Za-mozdra*, Astron. Rep. **53**, 590 (2009).
- 46. A. E. Dudorov, A. G. Zhilkin, and O. A. Kuznetsov, in Numerical Astrophysics, Proc. of the Intern. Conference on Numerical Astrophysics 1998 (NAP98), held at the National Olympic Memorial Youth Center, Tokyo, Japan, March 10–13, 1998, edited by S. M. Miyama, K. Tomisaka, and T. Hanawa (Boston, Mass.: Kluwer Academic, 1999), Astrophys. Space Sci. Library. 240, 389 (1999).
- 47. A. E. Dudorov, A. G. Zhilkin, and O. A. Kuznetsov, Mathematical Modelling 11, 101 (1999).
- 48. D. Semenov, T. Henning, C. Helling, M. Ilgner, and E. Sedlmayr, Astron. and Astrophys. **410**, 611 (2003).
- 49. A. E. Dudorov and A. G. Zhilkin, Sov. J. Experim. Theoret. Phys. **96**, 165 (2003).
- 50. *R. B. Larson*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **145**, 271 (1969).
- 51. E. H. Scott and D. C. Black, Astrophys. J. 239, 166 (1980).

УДК 523.98

О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ РЯДА РАДИОЛИНИЙ ВОДОРОДА В СОЛНЕЧНЫХ АКТИВНЫХ ОБРАЗОВАНИЯХ НАД ПЯТНАМИ

© 2021 г. А. Ф. Дравских^{1, *}, Ю. А. Дравских¹

¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербургский филиал, Санкт-Петербург, Россия *E-mail: dedalfed@mail.ru Поступила в редакцию 02.12.2020 г. После доработки 24.03.2021 г. Принята к публикации 31.03.2021 г.

Первая радиолиния в излучении Солнца, принадлежащая атомарному водороду, была теоретически обоснована Уайлдом в 1952 г. Ее зеемановский профиль был рассчитан и надежно установлен в излучении участков спокойного Солнца и активных образований над солнечными пятнами в 2018 г. по наблюдениям на радиотелескопе РАТАН-600. Это позволило определить ряд параметров областей, излучающих линию, и оценить магнитные поля в атмосфере Солнца. В настоящей работе мы рассчитываем зеемановский профиль для еще двух радиолиний водорода и показываем, что они могут наблюдаться в активных образованиях над пятнами.

Ключевые слова: солнечное радиоизлучение, спектр радиоизлучения активных образований над солнечными пятнами, зеемановские профили солнечных водородных радиолиний, нейтральный водород над солнечными пятнами, перспективы наблюдения радиолиний в спектре Солнца **DOI:** 10.31857/S0004629921080041

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения на радиотелескопе РАТАН-600 показали [1], что в спектре излучения Солнца присутствует радиолиния $2^2 P_{3/2} - 2^2 S_{1/2}$ на частоте 9845 МГц (3.05 см)¹, связанная с переходами в сверхтонкой структуре атома водорода, возбужденного до уровня с главным квантовым числом n = 2. Это пока единственная радиолиния, наблюдаемая в излучении Солнца. Впервые на возможность наблюдений Солнца в радиолинии Н_{3 05} указал в 1952 г. J.P. Wild [2]. Уже в 1958 г. наблюдение солнечного затмения показало потемнение диска Солнца к краю на частоте линии 9845 МГц. В дальнейшем были обнаружены признаки присутствия линии во всплесках радиоизлучения Солнца [3, 4] с помощью радиотелескопа диаметром 3 м и получен ее частотный профиль, хорошо совпадающий с теоретическим [5]. По наблюдениям на радиотелескопе РАТАН-600 также сообщалось о возможном присутствии этой линии в солнечных активных образованиях (АО) [6-8]. Наконец, исходя из расчетов зеемановского расщепления и обработки наблюдений,

было надежно установлено, что интенсивность этой линии на участках спокойного Солнца составляет ~1% от фона, а в активных образованиях АО – 10 и более процентов от фона АО [1]. Зеемановское расщепление этой линии позволило установить напряженности магнитных полей в наблюдаемых объектах. Был оценен ряд параметров объектов, излучающих эту линию – размеры, время жизни, а также свойство объектов, излучающих линию поглощения, концентрироваться ближе к краям солнечного диска. В работе Уайлда [2] приводятся сведения и о менее перспективных радиолиниях из-за малой вероятности их спонтанных переходов. Это линии водорода для главных квантовых чисел n = 3 и 4, подобные радиолинии $2^2 P_{3/2} - 2^2 S_{1/2}$.

Однако обнаруженная в наблюдениях [1] большая интенсивность линии $H_{3,05}$ в активных образованиях над солнечными пятнами существенно увеличила надежду на возможность обнаружения в АО этих "бесперспективных" радиолиний. И действительно, в радиоспектрах АО были обнаружены еще две радиолинии для n = 3. Далее будут представлены параметры двух этих новых радиолиний $3^2P_{3/2} - 3^2S_{1/2}$ и $3^2D_{3/2} - 3^2P_{1/2}$.

¹ Если быть более точными, то частоту максимума триплета $2^2 P_{3/2} - 2^2 S_{1/2}$ следует считать равной 9845 МГц (3.05 см), а не 9850 МГц (3.04 см), как в [1].

Обозначение	Частота (Мгц)	Вероятность перехода (с ⁻¹)	Естественная полуширина (МГц)
$2^2 P_{3/2} - 2^2 S_{1/2}$	10944	8.9×10^{-7}	100
$3^2 P_{3/2} - 3^2 S_{1/2}$	3243	1.4×10^{-7}	30
$3^2 D_{3/2} - 3^2 P_{1/2}$	3243	8.7×10^{-8}	40
$3^2 D_{5/2} - 3^2 P_{3/2}$	1081	3.9×10^{-9}	40
$4^2 P_{3/2} - 4^2 S_{1/2}$	1368	3.5×10^{-8}	13.6
$4^2 D_{3/2} - 4^2 P_{1/2}$	1368	2.8×10^{-8}	17.2
$4^2 D_{5/2} - 4^2 P_{3/2}$	456	1.2×10^{-9}	17.2
$4^2 F_{5/2} - 4^2 D_{3/2}$	456	7.2×10^{-10}	6.6
$4^2 F_{7/2} - 4^2 D_{5/2}$	228	9.6×10^{-11}	6.6

Таблица 1. Линии тонкой структуры для n = 2, 3, 4, согласно теории Дирака

2. РАСЧЕТ ЗЕЕМАНОВСКОГО ПРОФИЛЯ ВОДОРОДНЫХ РАДИОЛИНИЙ $3^2 P_{3/2} - 3^2 S_{1/2}$ И $3^2 D_{3/2} - 3^2 P_{1/2}$

В табл. 1, взятой из [2], показаны разрешенные переходы в тонкой структуре термов атома водорода для главных квантовых чисел n = 2, 3 и 4 в соответствии с теорией Дирака.

Там же приведены вероятности спонтанных переходов для линий и их полуширины. Частоты всех приведенных линий тонкой структуры даны без учета сдвига Лэмба, дополняющего теорию Дирака [9], и без учета сверхтонкой структуры термов. Из приведенных линий лэмбовский сдвиг (ЛС) измерен только для n = 2, он равен -1062 МГц. Его учет в [2] приводит к линии-триплету $2^2 P_{3/2} - 2^2 S_{1/2}$ на частоте 9845 МГц, состоящей из трех линий сверхтонкой структуры. ЛС для терма $3^2S_{1/2}$ можно вычислить, просто учитывая, что энергия сдвига обратно пропорциональна n^3 [10]. Приведенная ниже формула (1) получена из формулы (123.18) из [10] путем добавления в знаменатель постоянной Планка h, поскольку энергия E = hv:

$$\delta v_{n0} = \frac{4mc^2 Z^4 a^5}{3\pi n^3 h} \left[\ln \frac{1}{(Za)^2} + L_{n0} + \frac{19}{30} \right].$$
(1)

Числовые значения нескольких величин L_{n0} :

$$n = 1$$
 2 3 4 ∞
 $L_{n0} = -2.984$ -2.812 -2.768 -2.750 -2.721.

В формуле (1) m – масса электрона, c – скорость света, Z – номер элемента в таблице Менделеева, a – безразмерная постоянная тонкой структуры $\approx 1/137$ [11].

ЛС для терма $3^2S_{1/2}$, вычисленный как величина, обратно пропорциональная кубу главного квантового числа, $-1062(2^3/3^3)$, будет равен $-314.6(6) \approx -315$ МГц. Аналогично для терма $4^2S_{1/2}$ сдвиг будет равен ~ -133 МГц. Однако, если вычислять ЛС для S термов для n = 2, 3 и 4 по формуле (1), то они получатся равными -1040.6, -310 и -131 МГц. В этих способах вычисления ЛС их величины несколько различаются. Но эксперименты по измерению сдвига достаточно сложны. Для дальнейших рассуждений мы примем ЛС для термов $n^2S_{1/2}$ (где n = 2, 3, 4) равными -1062, -315 и -133 МГц.

Из табл. 1 видно, что вероятности спонтанных переходов линий с ростом *n* убывают и обнаружение их в излучении спокойного Солнца бесперспективно. Однако ситуация коренным образом меняется для их обнаружения в излучении АО. Интенсивности наблюдаемой линии $2^2P_{3/2}-2^2S_{1/2}$ относительно фона в спектрах АО оказываются на порядок выше, чем в излучении спокойного Солнца. Отсюда можно сделать вывод о том, что на радиотелескопе РАТАН-600 могут быть (при наличии определенного магнитного поля) наблюдаемы в АО еще две радиолинии $3^2P_{3/2}-3^2S_{1/2}$ и $3^2D_{3/2}-3^2P_{1/2}$.

На рис. 1 показаны схемы термов для линии $3^2 P_{3/2} - 3^2 S_{1/2}$ тонкой и сверхтонкой структуры: (а) тонкой структуры без учета ЛС, (б) с учетом ЛС, (в) с учетом ЛС и сверхтонкой структуры. Сверхтонкое расщепление термов вычисляется по формулам 7 и 9 из [2]. Здесь же стрелками показаны разрешенные переходы между термами сверхтонкой структуры.

Линия $3^2P_{3/2}-3^2S_{1/2}$ представляет собой триплет с частотами компонентов 2917.7, 2910.5 и 2963 МГц. Аналогичные вычисления для линии $3^2D_{3/2}-3^2P_{1/2}$ дают следующее. Лэмбовский сдвиг,



Рис. 1. Структура термов для n = 3 атома водорода: а) схема теории Дирака; б) она же, скорректированная за счет сдвига Лэмба; в) окончательная схема, учитывающая лэмбовский сдвиг и сверхтонкую структуру термов. Стрелки указывают разрешенные переходы между термами $3^2 P_{3/2}$ и $3^2 S_{1/2}$. Здесь f – квантовое число полного механического момента с учетом спина ядра.



Рис. 2. Профили радиолиний сверхтонкой структуры, триплеты: а) $3^2 P_{3/2} - 3^2 S_{1/2}$ и б) $3^2 D_{3/2} - 3^2 P_{1/2}$. Верхние кривые – суммы компонентов в триплетах.

вычисленный по формуле (2), полученной из формулы (123.20) из [10] для случая, когда орбитальный момент электрона для терма ($3^2P_{1/2}$) не равен нулю, получается равным -3.6 МГц. При этом значение $L_{21} = +0.030$. Для n = 3 принимаем $L_{31} = L_{21}$:

$$\delta v_{nlj} = \frac{4mc^2 Z^4 a^5}{3\pi n^3 h} \bigg[L_{nl} + \frac{3}{8} \frac{j(j+1) - l(l+1) - 3/4}{l(l+1)(2l+1)} \bigg], (2)$$

$$l \neq 0.$$

В результате получается триплет с частотами компонентов 3237, 3232, 3254 МГц. Относительные

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 98 № 8 2021



Рис. 3. Схема сверхтонкой структуры термов *n* = 3 атома водорода, расщепленных под влиянием магнитного поля. Стрелками показаны разрешенные переходы.

силы компонентов в триплетах $2^2P_{3/2}-2^2S_{1/2}$, $3^2P_{3/2}-3^2S_{1/2}$ и $3^2D_{3/2}-3^2P_{1/2}$ составляют 5, 1, 2 [12]. Полуширины компонентов в триплетах равны полуширинам линий тонкой структуры. На рис. 2 показаны профили триплетов $3^2P_{3/2}-3^2S_{1/2}$ и $3^2D_{3/2}-3^2P_{1/2}$, состоящих из линий, компонентов сверхтонкой структуры. Профили линий тонкой структуры вычисляются по формуле (3) [2]:

$$f(\mathbf{v}) = \frac{2}{\pi \delta \mathbf{v}} \left\{ \frac{1}{1 + [2(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0)/\delta \mathbf{v}]^2} \right\},$$
 (3)

где v₀ – центральная частота линии.

Из-за малого лэмбовского сдвига триплет $3^2 D_{3/2} - 3^2 P_{1/2}$ оказался более высокочастотным, чем $3^2 P_{3/2} - 3^2 S_{1/2}$. Профиль линии $3^2 P_{3/2} - 3^2 S_{1/2}$ двугорбый, а профиль $3^2 D_{3/2} - 3^2 P_{1/2}$ – одногорбый с полушириной 47 МГц.

В отсутствие магнитного поля линия $3^2P_{3/2}$ – $3^2S_{1/2}$ находится за пределами спектральных каналов РАТАН-600, а более слабая линия, $3^2D_{3/2}$ – $3^2P_{1/2}$ попадает в один из крайних низкочастотных каналов. При наличии магнитного поля линии будут расщепляться и высокочастотные компоненты этих расщепленных линий могут быть наблюдаемы на радиотелескопе РАТАН-600.

Рассмотрим влияние зеемановского расщепления на возможности наблюдения этих линий на примере линии $3^2P_{3/2}-3^2S_{1/2}$. На рис. 1 показано f – квантовое число полного механического момента с учетом спина ядра, $f = j \pm i = j \pm 1/2$, где j – квантовое число полного механического момента электрона, а $i = \pm 1/2$ – спин ядра. Для определения расщепления радиолинии водорода

 $3^2 P_{3/2} - 3^2 S_{1/2}$ в магнитном поле необходимо знать для каждого из взаимодействующих уровней (термов *P* и *S*) пять квантовых чисел: *n* – главное, *l* – орбитальное, *m* – магнитное, *s* – спин электрона и *j* – квантовое число, учитывающее спинорбитальное взаимодействие электрона. Из символьного представления линии $3^2 P_{3/2} - 3^2 S_{1/2}$ видно, что для верхнего уровня *n* = 3, *l* = 1, *j* = 3/2, для нижнего – *n* = 3, *l* = 0, *j* = 1/2. Магнитное квантовое число *m* имеет ряд значений от +*j* до –*j*, отличающихся на 1. Таким образом, для верхнего уровня *m* = 3/2, 1/2, -1/2, -3/2, для нижнего – *m* = 1/2, -1/2. Спин электрона *s* = ±1/2.

Магнитное квантовое число определяет характер расщепления каждого компонента линии в триплете, но, поскольку все квантовые числа (n, l, j, s) у них одинаковы, то и расщепляться они будут одинаково, т.е. профиль расщепленных компонентов останется триплетом, идентичным профилю невозмущенной линии. На рис. 3 показаны термы для n = 3, расщепленные в магнитном поле в соответствии со значениями магнитных квантовых чисел m. Здесь g — фактор Ланде [9]. Показаны разрешенные переходы, формирующие расщепленные компоненты линии в соответствии с правилом отбора

$$\Delta m = 0, \pm 1.$$

Видно, что линия расщепляется на шесть компонентов симметрично относительно исходной частоты v_0 ; при этом на исходной частоте линия отсутствует. Компоненты с $\Delta m = 0$ называются π -компонентами, а остальные — σ -компонентами. Здесь π -компонентами являются два ближайших к v_0 , симметрично расположенных компонента. Они линейно поляризованы вдоль магнит-



Рис. 4. Примеры зеемановского расщепления триплета $3^2 P_{3/2} - 3^2 S_{1/2}$ в продольном и поперечном магнитных полях величиной ≈ 150 Гс.

ного поля. Остальные две крайние пары компонентов имеют круговую поляризацию разного знака.

На рис. 4 приведены примеры расщепления триплета $3^2 P_{3/2} - 3^2 S_{1/2}$ в продольном и поперечном магнитных полях. Компоненты π в продольном поле отсутствуют, а σ -компоненты противоположно поляризованы по кругу. В поперечном поле присутствуют все шесть компонентов. Они линейно поляризованы: π -компоненты — вдольполя, а σ -компоненты — перпендикулярно полю.

Для вычисления степени расщепления линии δv (в мегагерцах) относительно исходной частоты v_0 в зависимости от напряженности магнитного поля *H* (в Гауссах), воспользуемся известными формулами [9]:

$$\delta \mathbf{v} = \mathbf{\mu}_{\mathrm{B}} / h [g_2 m_2 - g_1 m_1] H,$$

где $\mu_{\rm B}/h$ — отношение магнетона Бора к постоянной Планка, $\mu_{\rm B}/h \approx 1.4$ МГц/Гс, m_2 и m_1 — магнитные квантовые числа верхнего и нижнего уровней, g_2 и g_1 — факторы Ланде для верхнего и нижнего уровней, вычисляемые по формуле

$$g = 1 + [j(j+1) - l(l+1) + s(s+1)]/2j(j+1).$$

Вычисления дают $g_2 = 4/3$, $g_1 = 6/3$, $\delta v_1 = \pm 0.4665H$, $\delta v_2 = \pm 1.3996H$, $\delta v_3 = \pm 2.3327H$. То есть вычисления дают равномерное распределение расщепленных компонентов, пропорциональное напряженности поля:

$$\delta v_k (M \Gamma u) = \pm 0.4665(2k - 1)H_s$$

где k – номер компонента, считая от v_0 . Расстояние между соседними компонентами $\delta v(M\Gamma \mu) = 0.933H$.

Все результаты анализа зеемановского расщепления линии $3^2 P_{3/2} - 3^2 S_{1/2}$ применимы ко всему списку радиолиний табл. 1. На рис. 5 показан профиль зеемановского расщепления линий $3^2 P_{3/2} - 3^2 S_{1/2}$ и $3^2 D_{3/2} - 3^2 P_{1/2}$ для ряда поперечных магнитных полей. Поскольку взаимное расположение этих линий в спектре достаточно близкое, то компоненты одной линии при зеемановском расщеплении накладываются на компоненты другой линии при магнитном поле >60 Гс. При этом зеемановский профиль становится очень сложным.

3. НАБЛЮДЕНИЯ СВИДЕТЕЛЬСТВУЮТ О НАЛИЧИИ РАДИОЛИНИЙ $3^2 P_{3/2} - 3^2 S_{1/2}$ И $3^2 D_{3/2} - 3^2 P_{1/2}$ В АКТИВНЫХ ОБРАЗОВАНИЯХ СОЛНЦА

Мы проанализировали наблюдательные материалы AO, полученные на радиотелескопе РАТАН-600 с 21.05.2016 по 28.12.2020.

На рис. 6 показаны низкочастотные края спектров шестнадцати АО. Здесь вертикальная шкала Та К (антенная температура в градусах Кельвина) соответствует только самому интенсивному АО 12673. Набор АО, показанных на рисунке, взят из архива, находящегося в свободном доступе (http://www.spbf.sao.ru/prognoz/). Перечень этих АО представлен в табл. 2. Рисунок представлен,

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 98 № 8 2021



Рис. 5. Профиль зеемановского расщепления линий $3^2 P_{3/2} - 3^2 S_{1/2}$ и $3^2 D_{3/2} - 3^2 P_{1/2}$ для ряда поперечных магнитных полей. На осях рисунков показаны положения низкочастотных каналов спектрального комплекса радиотелескопа РАТАН-600.



Рис. 6. Низкочастотные края спектров шестнадцати АО. Вертикальная шкала соответствует только самому интенсивному АО 12673.

чтобы показать вид завала спектра в самом низкочастотном канале спектрального комплекса (3094 МГц) в каждом из АО. На рис. 7 показан спектр АО 12673, из спектра не исключен компонент, принадлежащий спокойному Солнцу. В спектре видны две особенно-



Рис. 7. Спектр АО 12673. Видны три радиолинии поглощения 9845, 2917 и 3237 МГц. Показаны их интенсивности относительно фона АО и вычисленные по ним магнитные поля. Для линий 2917 и 3237 МГц показан профиль, не сглаженный каналами спектрального комплекса.



Рис. 8. Средние относительные спектры: из 16 спектров AO и 30 спектров спокойного Солнца. Завал спектра в низкочастотном канале спектрографа наблюдается в спектрах AO и практически не наблюдается в спектрах спокойного Солнца.

сти: одна — на частоте 9845 МГц, вторая — на частотах, близких к 3 ГГц. Первая особенность уже известная радиолиния водорода 9845 МГц (3.05 см), (H_{3.05}) [1]. Вторая – завал спектра в самом низкочастотном канале спектрографа, – как будет показано, представляет собой две водород-

ечнь м ма	іх активни гнитные п	ых образон оля (МП)	вании: ин	генсивнос	ти радиол	инии 2917		
Для	линий ≈3	ГГц	Для линии 9845 МГц					
ин	%	МΠ	<i>Т</i> _а , лин	%	$M\Pi_{\parallel}$	$M\Pi_{\perp}$		
	лин	Гс	K	лин	Гс	Гс		
51	7.1	85	-769	15.8	219	73		
18	14.8	75	-757	9.3	221	73		
		.	4.5.50	16.0				

Таблица 2. Спектральные параметры 16 солнечных активных образований: интенсивности радиолиний 2917 и 3237 МГц, и 9845 МГц, и соответствующие им магнитные поля (МП)

	Д. М. І.	Сек	K	K	лин	Ic	K	лин	Ic	Ic
12565	15.07.16	-470	20247	-1051	7.1	85	-769	15.8	219	73
12565	16.07.16	-250	19435	-1818	14.8	75	-757	9.3	221	73
12565	17.07.16	-45	33487	-3895	14.4	83	-1579	16.2	219	66
12565	20.07.16	+580	23 593	-2423	13.0	75	-692	9.8	212	58
12565	18.07.16	+200	21920	-1683	7.4	85	-635	6.6	217	62
12565	19.07.16	+400	25475	-2192	7.8	80	-1192	15.4	214	60
12567	20.07.16	+475	43 591	-6474	18.3	75	-1458	8.1	236	92
12574	13.08.16	-135	21903	-2069	13.2	78	-224	7.8	209	55
12644	28.03.17	-20	19657	-1659	12.8	75	-415	11.0	0	208
12673	05.09.17	+410	73314	-1790	17.8	78	-1877	10.6	223	81
12699	09.02.18	-400	19707	-2500	17.7	70	-120	6.3	208	99
12706	22.04.18	-500	12972	-340	4.3	80	-95	6.3	217	54
12768	06.08.20	+340	8271	-228	10.3	70	нет	0	—	_
12769	06.08.20	-225	7792	-226	14.6	75	-54	9.2	222	95
12770	06.08.20	-685	8811	-397	10.1	75	нет	0	—	_
12770	08.08.20	-350	10212	-553	14.7	75	-60	6.5	89	0

ные радиолинии 2917 и 3237 МГц (10.28 см) и (9.27 см), ($H_{10.28}$) и ($H_{9.27}$), расщепленные магнитным полем. Все три линии видны в поглощении.

Наблюлалось

Дата

. .

№ AO

Коорд

 $T_{\rm a}$, max

 T_a , лин

Завал спектра хорошо аппроксимируется (жирная ломаная линия) с помощью этих низкочастотных линий поглощения при поперечном магнитном поле 78 Гс, сглаженных каналами спектрального комплекса. Вероятность совпадения наблюденного спектра АО и аппроксимирующей кривой, вычисленная по статистике Пирсона (хи квадрат), составляет P = 0.999. Здесь также отображены профили низкочастотных линий, не сглаженные каналами спектрального комплекса. Процентное содержание линий вычислено относительно фона АО.

В табл. 2 представлены параметры 16 обработанных АО. Все АО наблюдались в азимуте 0. Параметр T_a , тах представляет максимальное значение антенной температуры в АО. Из него не исключена доля T_a , принадлежащая спокойному Солнцу. T_a , лин — глубина линии поглощения. Процентное содержание линий дано относительно фона, из которого исключен фон спокойного

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 98 № 8 2021

Солнца. Во всех 16 АО наблюдаемые завалы спектров в низкочастотном канале спектрографа хорошо аппроксимируются этими низкочастотными линиями поглощения при магнитном поле в диапазоне 70–85 Гс. Линия поглощения 9845 МГц обнаружена только в 14 АО. По этой линии измерялись как продольные, так и поперечные составляющие магнитного поля. Их суммы лежат в диапазоне от 90 до 250 Гс.

Для проверки того, не являются ли завалы спектров АО в низкочастотных каналах спектрографа, принимаемые за проявления линий, аппаратурными артефактами, проведено сравнение 16 спектров АО и 30 спектров спокойных участков Солнца. Из 30 спокойных участков 16 взяты из тех же сканов, в которых получены спектры 16 АО. На рис. 8 показаны средние относительные спектры из 16 АО и 30 спокойных участков Солнца.

Отношение уровней завала спектра в самом низкочастотном канале спектрографа (0.0957/0.00108) составляет 89. Это означает, что никакого аппаратурного артефакта нет и что водородные радио-



Рис. 9. Зависимость процента завала спектра АО в области частоты 3 ГГц от T_a .

линии $3^2 P_{3/2} - 3^2 S_{1/2}$ и $3^2 D_{3/2} - 3^2 P_{1/2}$ наблюдаются в АО и не наблюдаются на участках спокойного Солнца.

Чтобы составить представление о том, насколько распространенным является завал спектра в АО на частотах ~3 ГГц, были трижды просканированы все данные наблюдений двух центров: радиоастрономического (РАТАН-600) и оптического (Нобеяма, NOAA). Наблюдательные данные NOAA используются для отождествления АО, наблюдаемых на РАТАНе, с номерами групп солнечных пятен, наблюдаемых NOAA.

На рис. 9 показана зависимость завала спектра в АО на частотах ~3 ГГц от антенной температуры T_a наблюдаемого сигнала Солнца. Сигнал Солнца включает в себя как сигнал от спокойного Солнца, так и сигнал от АО. Использовано всего 90 измерений, из них 25 предельно слабых сигналов, представляющих полную выборку всех наблюдавшихся АО при T_a от 6000 до 7569 К, и 30 предельно сильных сигналов, также представляющих полную выборку от 73314 до 15086 К. Кроме того, использовано 35 случайно выбранных сигналов средней интенсивности. Две вертикальные линии на рисунке разграничивают эти три участка. Процент завала спектра вычислялся как отношение T_a завала к разности T_a Солнца – 6000 К.

Всего за время от начала работы спектрального комплекса радиотелескопа РАТАН-600 (21.05.2016)

и до 28.12.2020 на Солнце появилось 239 АО от № 12547 до № 12786. По объективным причинам (непогода, ремонт аппаратуры, профилактика) наблюдения на РАТАНе и в обсерватории Нобеяма проводились не каждый день. Поэтому реально наблюдавшихся АО было заметно меньше 239. Завал спектра на 3 ГГц наблюдается практически во всех АО, за ничтожным исключением (2 из 90).

Приведем аргументы, подтверждающие реальность наблюдаемых радиолиний.

1) Можно подозревать, что наблюдаемый эффект является артефактом по причине различий в величине сигналов спокойного солнца и АО. Проверим это. Динамический диапазон (ДД) сигналов, принимаемых спектральным комплексом РАТАН-600 без искажений, составляет 100000 [13]. Собственные шумы комплекса составляют 300 К, тогда ДД в градусах К составляет 3 × 10⁷ К. Из 16 обработанных АО максимальная антенная температура 73000 К наблюдалась в АО 12673, что составляет 0.24% от ДД. Таким образом, подозрение не оправдывается.

2) Наличие случайных независимых явлений, указывающих на присутствие радиолиний:

а) теоретическая возможность наличия линий в соответствующем месте спектра [2],

б) наличие подходящего завала спектра,

в) измеренный эффект Зеемана по этим линиям приводит к магнитным полям 70-85 Гс, в то же время магнитные поля, измеренные по линии 9845 МГц, составляют 200–250 Гс, что соответствует общеизвестным фактам убывания поля с высотой над фотосферой.

4. ДИСКУССИЯ

Наблюдения [1] показали, что в АО линия $2^2P_{3/2}-2^2S_{1/2}$ иногда составляет 10% от фона АО и более. Из табл. 1 следует, что линия $3^2P_{3/2}-3^2S_{1/2}$ должна быть в 6.4 раза слабее уже наблюдавшейся в [1] линии $2^2P_{3/2}-2^2S_{1/2}$. Основываясь на этих данных наблюдений, можно ожидать, что в АО линия $3^2P_{3/2}-3^2S_{1/2}$ будет иметь интенсивность 1.5%, а линия $3^2D_{3/2}-3^2P_{1/2} \approx 1\%$ от фона АО. Настоящая работа показывает, что интенсивность этих линий в АО превосходит ожидавшуюся величину на порядок. Таким образом, водородные радиолинии $3^2P_{3/2}-3^2S_{1/2}$ (2917 МГц) (10.28 см) и $3^2D_{3/2}-3^2P_{1/2}$ (3237 МГц) (9.27 см) могут быть перспективным инструментом изучения верхних слоев атмосферы Солнца.

Обратим внимание на ряд любопытных фактов.

Из обработанных 16 АО следует, что в активных образованиях все три водородные радиолинии H_{3.05}, H_{9.27} и H_{10.28} всегда наблюдаются в поглощении. Это означает, что над АО расположен относительно холодный водород. Схема образования холодного атомарного водорода в хромосфере над солнечными пятнами была предложена по результатам наблюдений на инфракрасном спектрополяриметре [14]. Известно, что в солнечной атмосфере положение слоя, эффективно излучающего радиоволны, над фотосферой зависит от длины волны [15]. Чем длиннее волна, тем выше излучающий слой. Из табл. 1 видно, что вероятности спонтанных переходов у более длинноволновых линий $3^2 P_{3/2} - 3^2 S_{1/2}$ и $3^2 D_{3/2} - 3^2 P_{1/2}$ значительно снижаются относительно таковой у коротковолновой линии $2^2 P_{3/2} - 2^2 S_{1/2}$. Однако интенсивность длинноволновых линий, как показывает настоящая работа, не уменьшается. Это может означать, что плотность атомов холодного водорода над областью АО возрастает с ростом высоты над фотосферой. Следовательно, в АО может наблюдаться серия однотипных, более длинноволновых радиолиний для главных квантовых чисел n = 3, 4,

К сожалению, полноценно исследовать солнечные радиолинии на РАТАН-600 невозможно. Все аргументы указывают на необходимость иметь такие солнечные спектральные комплексы: один – с разрешением ~30 МГц в полосе 8– 12 ГГц, второй – с разрешением ~10 МГц в полосе 2–4 ГГц. В этом случае, при работе радиотелескопа РАТАН-600 в пассажном режиме, ошибки измерений увеличатся соответственно ~ в 1.7 и 3 ра-

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 98 № 8 2021

за и станут ~0.35 и ~0.6% от фона, что не является достаточным. Необходимо проводить спектральные исследования Солнца с помощью радиолиний на полноповоротных антеннах с указанными комплексами. Выигрыш по чувствительности будет получен за счет сопровождения источника наблюдения. Например, при сопровождении длительностью 1^{m} на таких комплексах с последовательным анализом спектра, ошибки измерения составят ~0.05 и 0.1%.

5. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Анализ спектральных наблюдений Солнца на радиотелескопе РАТАН-600 показал следующее.

1. В спектре излучения активных образований над пятнами (АО) впервые обнаружены признаки двух радиолиний тонкой структуры атома водорода $3^2P_{3/2}-3^2S_{1/2}$ и $3^2D_{3/2}-3^2P_{1/2}$ с максимумами на частотах, соответственно, 2917 и 3237 МГц (10.28 и 9.27 см). Глубина этих линий достигает более 10% от фона АО. Практически во всех АО эти линии наблюдаются одновременно с линией $2^2P_{3/2}-2^2S_{1/2}$ (9845 МГц, 3.05 см), и все они наблюдаются в поглощении.

2. Рассмотрено зеемановское расщепление радиолиний (10.28 и 9.27 см), и по ним определены характерные магнитные поля в АО (70–85 Гс).

3. Вероятно, над АО имеют место уплотнения более холодного атомарного водорода и это позволяет надеяться, что над АО будет наблюдаться серия более длинноволновых радиолиний, соответствующих главным квантовым числам n = 3, 4,

4. Показано, что в спектре излучения спокойных участков Солнца низкочастотные линии H_{9.27} и H_{10.28} не наблюдаются.

БЛАГОДАРНОСТИ

Благодарим Н.Г. Петерову и Н.А. Топчило за помощь, а также В.К. Дубровича за интерес к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- А. Ф. Дравских, Н. Г. Петерова, Н. А. Топчило, Астрон. журн. 96, 246 (2019)
- 2. J. P. Wild, Astrophys. J. 115, 206 (1952).
- 3. А. Ф. Дравских, Известия ГАО 164, 128 (1960).
- 4. А. Ф. Дравских, Известия ГАО 172, 40 (1964).
- 5. А. Ф. Дравских, З. В. Дравских, Астрон. журн. 65, 199 (1988).
- Н. А.Топчило, Н. Г. Петерова, Т. П. Борисевич, Астрон. журн. 87, 75 (2010).

- 7. V. M. Bogod, L. V. Yasnov, Solar Phys. 291, 3317, (2016).
- 8. C. Alissandrakis, V. Bogod, T. Kaltman, and N. Peterova, CESRA 2016: Solar Radio Physics from the Chromosphere to Near Earth. WG 3: Fine structures and radio wave propagation (2016).
- 9. С. Э. Фриш, Оптические спектры атомов (М.: Физматгиз, 1963).
- В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский Квантовая электродинамика, т. 4 (М.: "Наука", 1989).
- 11. *И. В. Савельев Курс общей физики, т. 3* (М.: "Наука", 1987).
- 12. E. U. Condon and G. H. Shortley The Theory of Atomic Spectra (Cambridge University Press, 1935).
- 13. *В. М. Богод, А. М. Алесин, А. А. Перваков*, Астрофиз. бюлл. **66**, 2 (2011).
- 14. S. A. Jaeggli, H. Lin, and H. Uitenbroek, Astrophys. J. 745, 133 (2012).
- 15. В. В. Железняков Радиоизлучение Солнца и планет (М.: "Наука", 1964).