

СОДЕРЖАНИЕ

Том 98, номер 1, 2021

Сравнение пространственных свойств входов в черные дыры и кротовые норы <i>И. Д. Новиков, С. В. Репин</i>	3
Атмосферный ветер горячих экзопланет и его наблюдательные проявления: от энергетических оценок до трехмерных МГД моделей <i>И. Ф. Шайхисламов, М. Л. Ходаченко, А. Г. Березуцкий</i>	10
Лабораторное моделирование вращения джетов из молодых звездных объектов при исследовании азимутальной структуры осевого струйного выброса на установке ПФ-3 <i>В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, А. М. Харрасов, И. В. Ильичев, В. В. Мялтон, С. С. Ананьев, В. С. Бескин</i>	29
Эволюция мазерного излучения ОН в области активного звездообразования W75N. I. Исследования в линии 1665 МГц <i>П. Колом, Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, А. М. Толмачев</i>	50
Влияние $L_{\text{ул}}$ излучения родительской звезды на поглощение в линии $\text{H}\alpha$ атмосфер горячих юпитеров HD189733B и HD 209458B <i>И. Б. Мирошниченко, И. Ф. Шайхисламов, А. Г. Березуцкий, М. С. Руменских, Е. С. Ветрова</i>	66
Физическая либрация Луны: расширенная проблема <i>А. А. Загидуллин, В. С. Усанин, Н. К. Петрова, Ю. А. Нефедьев, А. О. Андреев, Т. В. Гудкова</i>	75

УДК 524.882

СРАВНЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СВОЙСТВ ВХОДОВ В ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ И КРотовЫЕ НОРЫ

© 2021 г. И. Д. Новиков^{1,2,3}, С. В. Репин^{1,*}

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Москва, Россия

² The Niels Bohr International Academy, The Niels Bohr Institute, Copenhagen, Denmark

³ Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*E-mail: repinsv@lebedev.ru

Поступила в редакцию 30.06.2020 г.

После доработки 30.08.2020 г.

Принята к публикации 30.08.2020 г.

Проведено сравнение пространственных свойств входов в сферически-симметричные черные дыры, кротовые норы с нулевой и положительной массами. Свойства изучались с точки зрения балка и браны. Найдены конкретные выражения для входов и показано, что в обоих представлениях пространственные воронки входов в кротовые норы наиболее крутые у Шварцшильдовских черных дыр, и наименее крутые у кротовых нор с нулевой массой.

DOI: 10.31857/S0004629920330026

1. ВВЕДЕНИЕ

Целью настоящей работы является выяснение отличий между геометрическими пространственными свойствами окрестности различных релятивистских объектов в рамках общей теории относительности (ОТО). Следует подчеркнуть, что эти отличия не ведут прямо к различию в видимости этих объектов внешним наблюдателем. Дело в том, что различие в видимости связано не только с различием пространственных свойств этих объектов, но, в еще большей степени, с различием в траекториях лучей света в различных гравитационных полях вокруг этих тел. Мы исследуем эти вопросы в наших других работах (см., напр., [1–4]). Они разбираются также в многочисленных работах других авторов (см., напр., [5–8]). Тем не менее отличия пространственных свойств важны по следующим причинам: 1) для анализа физических процессов вблизи входов; 2) в релятивистской теории так же, как в нерелятивистской теории, свойства процессов зависят от геометрических свойств отверстий, в которые происходит течение; 3) с точки зрения принципиальной возможности отличить эти объекты друг от друга чисто геометрическим путем, не привлекая для этого гравитацию, свет и другие процессы. Полученные отличия можно будет в будущем использовать как дополнительные критерии в наблюдательных проявлениях этих объектов.

Все расчеты в статье выполнены при $G = 1$, $c = 1$.

2. ОБЪЕКТЫ В ГИПЕРПРОСТРАНСТВЕ (БАЛКЕ)

В этом разделе мы рассмотрим релятивистские объекты в гиперпространстве.

Рассмотрим сферически-симметричные черные дыры (ЧД). Определим форму поверхности вращения в трехмерном балке, внутренняя геометрия которой в бране (в нашей Вселенной) совпадает с двумерной геометрией экваториальной “плоскости” ЧД. Определение и описание терминов “балк” и “брана” даны работе [6]. Как показано в [9], эта поверхность вращения в цилиндрических координатах (r, φ, z) в балке есть

$$z_S = 2\sqrt{r_g(r - r_g)}, \quad (1)$$

где $r_g = 2m$ – гравитационный радиус. Она соответствует двумерной метрике экваториального сечения ЧД. В полярных координатах в бране (в нашей Вселенной)

$$dl^2 = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\varphi^2. \quad (2)$$

Найдем теперь аналогичную форму поверхности для кротовой норы (КН) Эллиса–Бронникова–Морриса–Торна [10–13]. Эта модель КН наиболее часто используется в теоретической астрофизике. Ее метрика в двумерной бране есть

$$dl^2 = d\rho^2 + (\rho^2 + q^2)d\varphi^2, \quad (3)$$

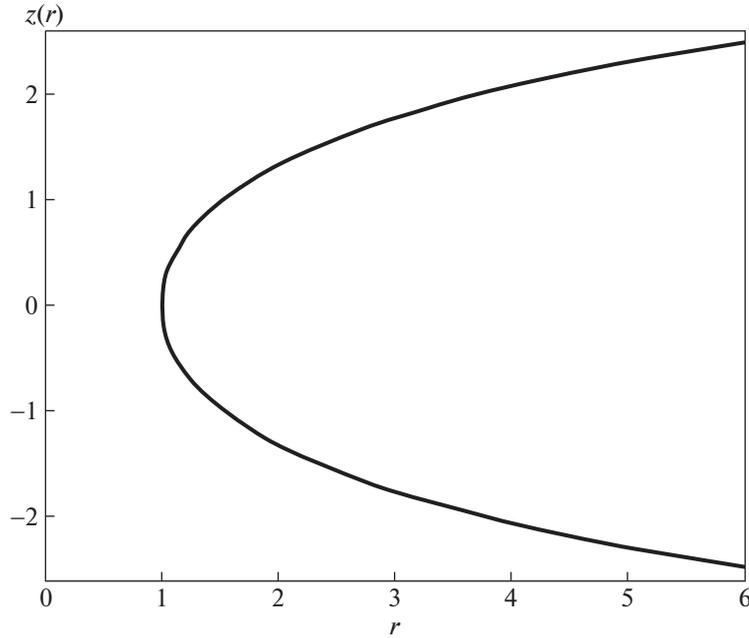


Рис. 1. Поверхность вращения для кротовой норы Морриса–Торна.

где $-\infty < r < \infty$, q – радиус горловины, или в нужной для нас форме

$$dl^2 = \frac{r^2}{r^2 - q^2} dr^2 + r^2 d\varphi^2. \quad (4)$$

Для поверхности вращения в балке в цилиндрических координатах имеем:

$$\begin{aligned} dl^2 &= dr^2 + dz^2 + r^2 d\varphi^2 = \\ &= dr^2 \left(1 + \left(\frac{dz}{dr} \right)^2 \right) + r^2 d\varphi^2. \end{aligned} \quad (5)$$

Сравнивая (4) и (5), получаем дифференциальное уравнение

$$1 + \left(\frac{dz}{dr} \right)^2 = \frac{r^2}{r^2 - q^2} \quad (6)$$

или

$$\frac{dz}{dr} = \pm \sqrt{\frac{r^2}{r^2 - q^2} - 1}. \quad (7)$$

Решение его есть:

$$z_{\text{Th}} = \pm q \ln \left(r + \sqrt{r^2 - q^2} \right) + z_0. \quad (8)$$

Полагая $z_0 = 0$, получаем выражение для верхней и нижней половины поверхностей вращения, каждая из которых соответствует своему выходу из кротовой норы (см. рис. 1).

Напомним, что в метрике КН_{Th} нигде нет гравитационных ускорений, в том числе и вне выхо-

дов из КН_{Th} . Это означает, в частности, что эквивалентная масса каждого из входов равна нулю, $m = 0$.

Сравним входы в ЧД и КН_{Th} . Они описываются поверхностями, получающимися при вращении вокруг $z = 0$ кривых z_{S} (1) и z_{Th} (8). Обе поверхности стремятся стать горизонтальными при $r \rightarrow \infty$. Однако при любом конечном r они отличаются от плоскости, а геометрия на них – от евклидовой. Степень отличия при данном r может быть охарактеризована отличием разности dl длин двух близких окружностей $r_1 = \text{const}$ и $r_2 = \text{const}$ от $2\pi dr$, где $r_2 = r_1 + dr$,

$$\frac{dl}{dr} = \frac{2\pi}{\sqrt{g_{11}}}, \quad (9)$$

где g_{11} – метрический коэффициент соответствующих метрик. Для нашего случая

$$(g_{11})_{\text{S}} = \left(1 - \frac{r_g}{r} \right)^{-1}, \quad (10)$$

$$(g_{11})_{\text{Th}} = \frac{r^2}{r^2 - q^2}. \quad (11)$$

При $r \rightarrow \infty$ имеем, соответственно

$$(g_{11})_{\text{S}} = 1 + \frac{r_g}{r}, \quad (12)$$

$$(g_{11})_{\text{Th}} = 1 + \frac{q^2}{r^2}. \quad (13)$$

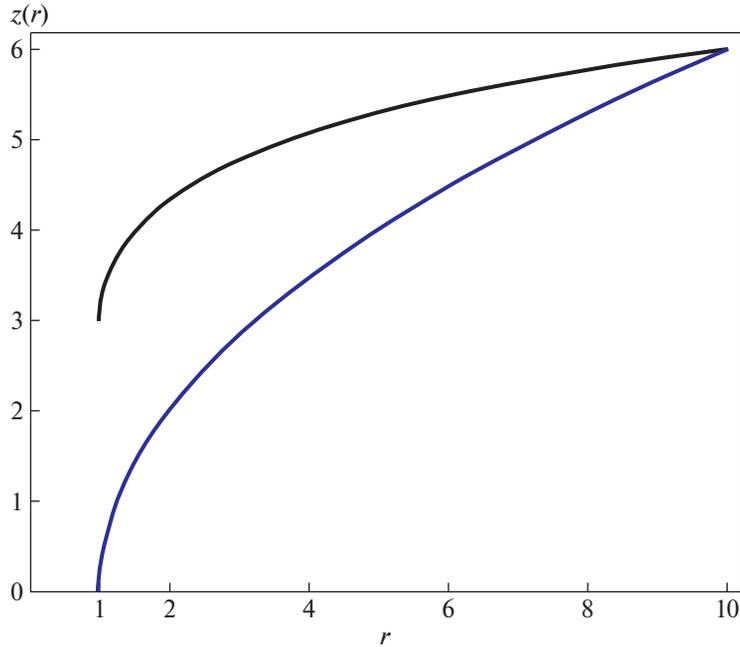


Рис. 2. Поверхность вращения для кротовой норы Морриса–Торна (верхняя кривая) и ЧД (нижняя кривая).

Будем считать “дном” пространственной воронки, которую мы исследуем, $r = r_g$ для ЧД и $r = q$ для КН. Обе кривые (1) и (8) стремятся к $z \rightarrow \infty$, когда $r \rightarrow \infty$. Однако мы можем считать нашу брану практически плоской для достаточно больших r , когда (12), (13) достаточно малы. При $r_g = q$ определяющим условием малости является малость

$$\frac{r_g}{r} \equiv \alpha \ll 1. \tag{14}$$

Для достаточно больших r ясно, что в астрофизике свойства пространства будут определяться наличием других объектов или процессов. Выводы качественно не зависят от конкретных значений α . Поэтому положим

$$\alpha = \alpha_0 = 10^{-1}. \tag{15}$$

Сравним теперь воронки в балке для ЧД и КН_{Тн}. Для этого положим для $\alpha = \alpha_0$ значения $z_S = z_{Тн}$ и продолжим кривые для меньших r вплоть до $r = r_g = q$. Положим соответствующие значения $z_S, z_S = 0$. Графики изображены на рис. 2.

Сравнение (10) и (11) при $r_g = q$ показывает, что искажение евклидовости геометрии при продвижении от больших r к входам происходит более плавно для КН, чем для ЧД, а рис. 2 показывает, что воронка ЧД является более “глубокой”, чем в случае КН.

Чтобы исключить недоразумения, напомним, что формально поверхность барна в случае ЧД обрывается при $r = r_g$, в то время как в случае КН после достижения $r = q$ поверхность продолжается к другому выходу из КН (см. рис. 1).

Обратимся теперь к случаю КН с массой $m \neq 0$. Такая модель была рассмотрена Эллисом [11] (см. также [14]). Пространственная метрика кротовой норы с массой m^* :

$$dl^2 = e^{E(\rho)} d\rho^2 + e^{E(\rho)}(\rho^2 + n^2 - m^2)(d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2), \tag{16}$$

где

$$E(\rho) = \frac{2m}{\sqrt{n^2 - m^2}} \left(\frac{\pi}{2} - \arctan \frac{\rho}{\sqrt{n^2 - m^2}} \right). \tag{17}$$

Здесь n и m – положительные константы. Величина n характеризует напряженность скалярного поля, а m есть эффективная масса m^* , когда $\rho \rightarrow \infty, m \equiv m^*$. В разобранный выше примере (3) $m^* = 0, q = n$.

Та же метрика в экваториальной “плоскости” $\theta = \pi/2$:

$$dl^2 = e^{E(\rho)} d\rho^2 + e^{E(\rho)}(\rho^2 + n^2 - m^2) d\varphi^2. \tag{18}$$

Если ввести обозначение:

$$r^2 = (\rho^2 + n^2 - m^2) e^{E(\rho)}, \tag{19}$$

то функция $r(\rho)$ описывает форму туннеля КН_{Ел} в координатах ρ . Координата ρ часто используется

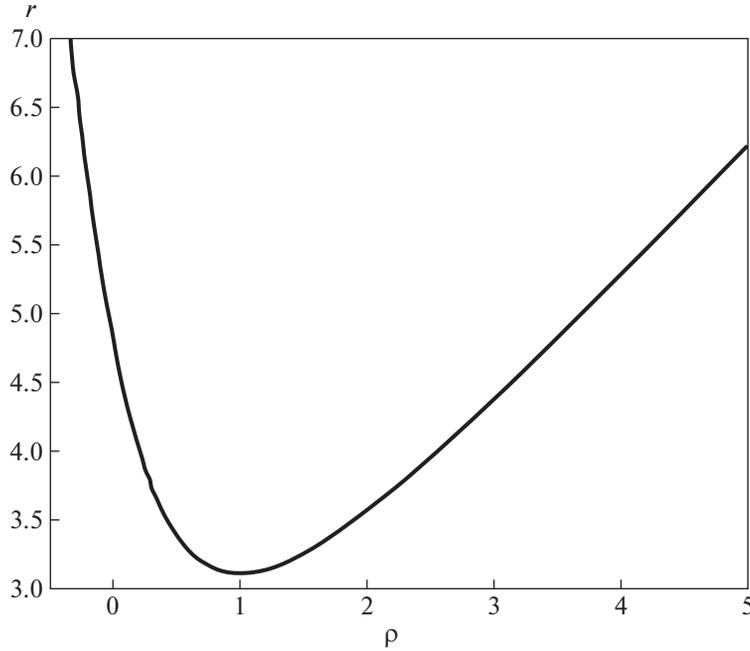


Рис. 3. Зависимость $r(\rho)$ для кротовой норы с ненулевой массой.

в теоретических работах, но она не имеет прямого физического смысла. Величина r как функция физической радиальной координаты рассмотрена в разделе 3. В качестве примера функция $r(\rho)$ при параметрах $m = 1$, $n = \sqrt{2}$ показана на рис. 3. Она изображает форму туннеля $\text{КН}_{\text{ЕИ}}$. Входы $\text{КН}_{\text{ЕИ}}$ расположены при $\rho \rightarrow \pm\infty$. В отличие от случая $m = 0$ здесь нет симметрии между правым и левым. Выход $\rho \rightarrow \infty$ соответствует $m^* > 0$, а выход $\rho \rightarrow -\infty$ соответствует $m^* < 0$. В этой работе мы будем рассматривать только правую ветвь, $m^* > 0$.

Метрику в экваториальной плоскости $\text{КН}_{\text{ЕИ}}$ можно записать в виде:

$$dl^2 = \frac{\rho^2 + n^2 - m^2}{(\rho - m)^2} dr^2 + r^2 d\varphi^2. \quad (20)$$

Функция $r(\rho)$ имеет минимум при $\rho = m$. Величина $r(m)$, т.е. размер горловины, изменяется от $r(m) = n$ до $r(m) = en$, когда m пробегает значения от 0 до n . По порядку величины размер горловины всегда равен n . Подчеркнем, что размер горловины определяется в основном n , мало зависит от m и всегда $r(m) > 2m^* \equiv r_g$.

Представим теперь вид $\text{КН}_{\text{ЕИ}}$ в балке, как мы делали это выше для $\text{КН}_{\text{Тн}}$. Поступая аналогично, получаем для $z_{\text{ЕИ}}(r)$ функцию, найденную численно при $m = 1$, $n = \sqrt{2}$ и представленную на рис. 4.

Форма качественно похожа на рис. 1, только горловина смещена вправо и вверх. На рис. 4 горловине соответствует точка поворота кривой. Ветвь, идущая вниз направо, уходит ко второму выходу. Попытки продолжить решение для $z_{\text{ЕИ}}(r)$ приводят к мнимым значениям для интеграла $z(\rho)$ для $\rho < 0$ и $z < 0$. Формально это означает невозможность поместить фигуру вращения в плоский трехмерный балк (r, z, φ) . Удивляться этому не приходится, ибо, как мы знаем, эта вторая ветвь ведет к выходу с отрицательной массой $m^* < 0$. Это означает, что вдали от выхода метрика должна соответствовать решению Шварцшильда с отрицательной массой. Но из формулы (1) видно, что для z_S при $r_g < 0$ и $r > 0$ получаются мнимые значения, т.е. такая брана не может быть вложена в трехмерный плоский балк.

Возвращаясь к правому входу с $m^* > 0$, сравним его со входом в ЧД. Будем считать, что r_g равно размеру горловины $r(m)$. Выше мы видели, что $r(m) > 2m^*$. Асимптотика отклонений от эвклидовой геометрии здесь определяется для обоих случаев $\text{КН}_{\text{ЕИ}}$ и ЧД величиной массы. Поэтому

$$r_g = r(m) > 2m^*. \quad (21)$$

Значит, в случае $\text{КН}_{\text{ЕИ}}$, как и в случае с $\text{КН}_{\text{Тн}}$, при переходе от больших r к входам искажение эвклидовости нарастает медленнее у $\text{КН}_{\text{ЕИ}}$, чем у ЧД.

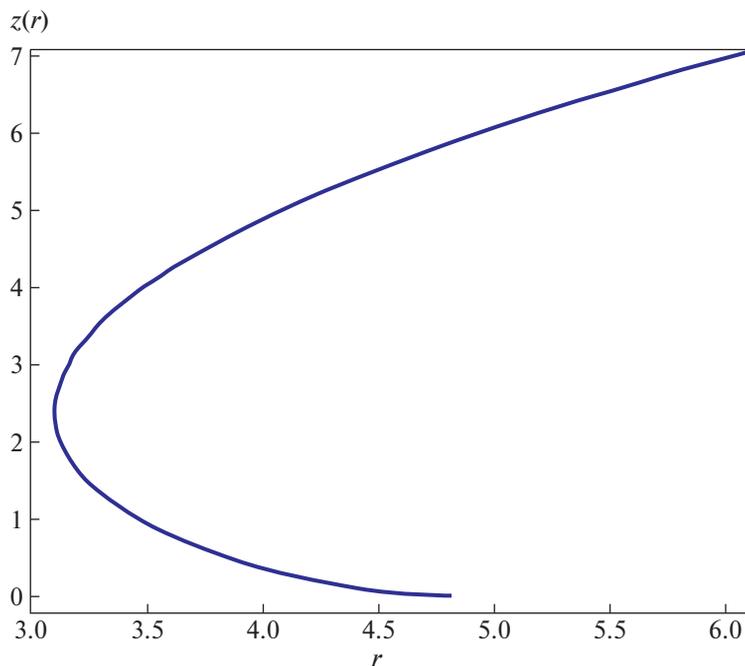


Рис. 4. Зависимость $z(r)$ для кротовой норы с отличной от нуля массой.

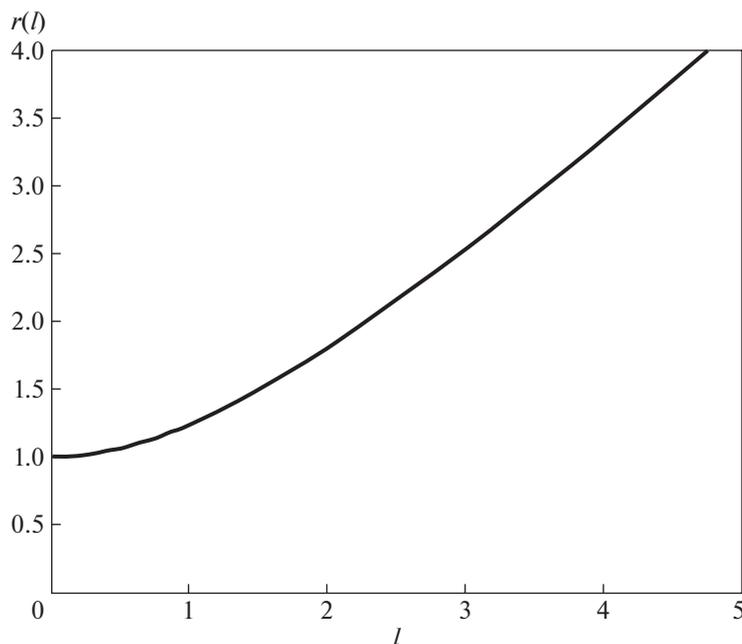


Рис. 5. Зависимость $r(l)$ для метрики Шварцшильда. Расстояние l отсчитывается от гравитационного радиуса.

3. РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ОБЪЕКТЫ В БРАНЕ

Обратимся теперь к свойствам пространства отверстий, оставаясь в трехмерной бране (в нашем случае в двумерном экваториальном сечении браны). Определим физическое радиальное расстояние от гравитационного радиуса r_g до точки с координатой r (в единицах r_g):

$$l_s = \int_1^r \sqrt{g_{11s}} dr = \sqrt{r(r-1)} + \frac{1}{2} \ln(2r + 2\sqrt{r(r-1)} - 1). \tag{22}$$

Нас интересует зависимость $r_s(l_s)$. Эта обратная функция неявно определяется формулой (22). Соответствующий график дан на рис. 5.

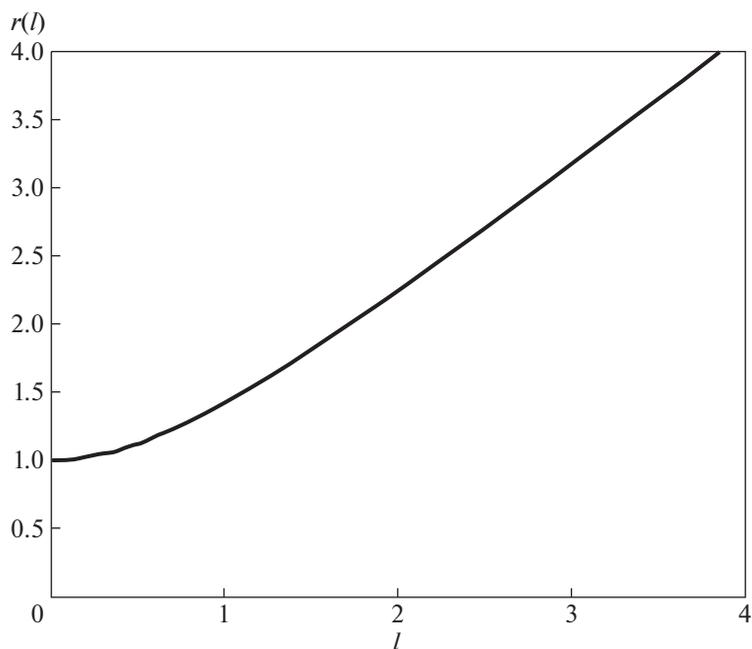


Рис. 6. Зависимость $r(l)$ для метрики Морриса–Торна. Расстояние l отсчитывается от горловины, где $r = q$.

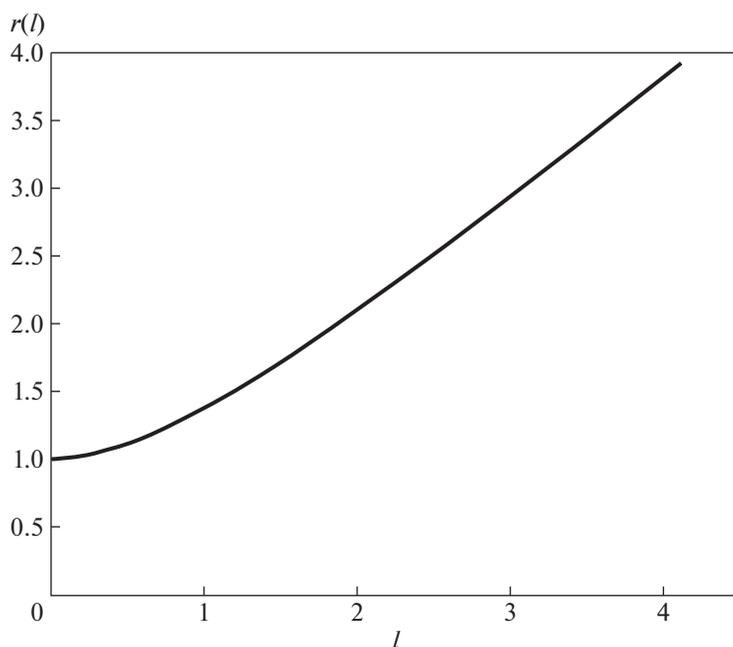


Рис. 7. Зависимость $r(l)$ для метрики Эллиса. Расстояние l отсчитывается от горловины, где $r = r_{\min}$.

Аналогичное выражение для метрики Морриса–Торна для физического расстояния от горловины $r = q$ (в единицах q):

$$l_{\text{Th}} = \sqrt{r^2 - q^2}.$$

График обратной функции $r = r(l_{\text{Th}}) = \sqrt{l^2 + q^2}$ дан на рис. 6.

Наконец, обратимся к метрике Эллиса (16), (17). Для выхода из КН с $m > 0$ расстояние от гор-

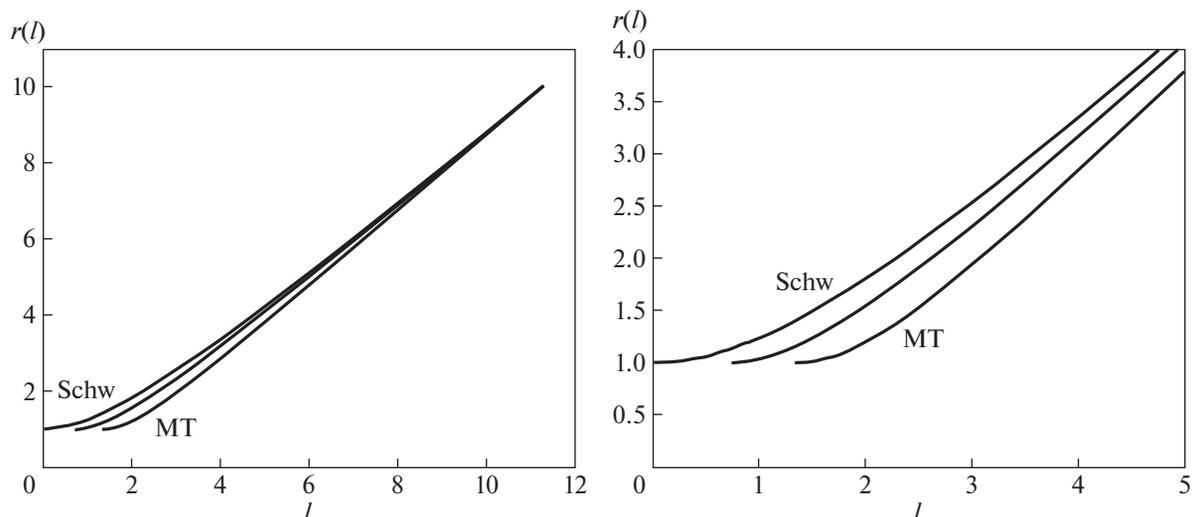


Рис. 8. Зависимость $r(l)$ для всех рассмотренных метрик. Для сравнения значения $l(r)$ приняты одинаковыми при $r = 10$.

ловины r_{\min} до точки с координатой r записывается в виде:

$$l_{\text{El}} = \int_{r_{\min}}^r \sqrt{\frac{\rho^2 + n^2 - m^2}{(\rho - m)^2}} dr. \quad (24)$$

Величина r является неявной функцией ρ , r_{\min} соответствует $\rho = m$. Для нашего примера $n = \sqrt{2}$, $m = 1$. При этом $r_{\min} = 3.10176639383$. Мы будем все расстояния выражать в единицах r_{\min} . Величина $r(l)$ изображена на рис. 7.

На рис. 8 показаны $l(r)$ для всех трех случаев. При этом значения r при $l = 10$ положены равными. Рисунок показывает, что при продвижении от $r = 10$ к входам искажение евклидовости быстрее всего происходит для метрики Шварцшильда и медленнее всего для метрики Морриса–Торна.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отметим прежде всего, что обычный способ описывать и изображать входы в ЧД и КН как практически очень похожие не вполне корректен. Оба метода визуализации входов и в балке, и в бране показывают существенную разницу между метриками. Наиболее крупная воронка у метрики Шварцшильда. Указанную разницу следует учитывать при описании процессов у входов в ЧД и КН.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при частичной поддержке программы РАН КП19-270 “Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований”.

БЛАГОДАРНОСТИ

С.Р. выражает свою благодарность Р.Е. Бересневой, О.Н. Суменковой и О.А. Косаревой за возможность плодотворно работать над настоящей задачей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Релятивистская астрофизика* (М.: Наука, 1967).
2. V. Frolov and I. Novikov, *Black Hole Physics. Basic Concepts and New Developments* (Kluwer Academic Publishers, 1998).
3. И. Д. Новиков, Н. С. Кардашев, А. А. Шацкий, *Успехи физ. наук* **177**, 1017 (2007).
4. S. V. Repin, D. A. Kompaneets, I. D. Novikov, and V. A. Mityagina, arXiv:1802.04667 [gr-qc] (2018).
5. C. W. Misner, K. S. Thorne, and J. A. Wheeler, *Gravitation* (San Francisco: Freeman and Company, 1973).
6. К. Торн, *Интерстеллар, наука за кадром* (М.: ИД Манн, Иванов и Фербер, 2015).
7. R. Shaikh and S. Kar, *Phys. Rev. D* **96**, id. 044037 (2017), arXiv:1705.11008 [gr-qc].
8. N. Tsukamoto, *Phys. Rev. D* **101**, id. 104021 (2020), arXiv:2004.00822v2 [gr-qc].
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля* (М.: Физматлит, 2012).
10. M. S. Morris and K. S. Thorne, *American J. Physics* **56**, 395 (1988).
11. H. Ellis, *J. Math. Phys.* **14**, 104 (1973).
12. K. A. Bronnikov, G. Clément, C. P. Constantinidis, and J. C. Fabris, *Phys. Letters A* **243** (3), 121 (1998).
13. K. A. Bronnikov, *Acta Phys. Pol.* **84**, 251 (1973).
14. A. G. Doroshkevich, N. S. Kardashev, D. I. Novikov, and I. D. Novikov, *Astron. Rep.* **52**, 616 (2008).

УДК 523.3:523.4

АТМОСФЕРНЫЙ ВЕТЕР ГОРЯЧИХ ЭКЗОПЛАНЕТ И ЕГО НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ: ОТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ОЦЕНОК ДО ТРЕХМЕРНЫХ МГД МОДЕЛЕЙ

© 2021 г. И. Ф. Шайхисламов^{1,*}, М. Л. Ходаченко², А. Г. Березуцкий¹

¹ Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

² Институт космических исследований Австрийской академии наук, Грац, Австрия

*E-mail: ildars@ngs.ru

Поступила в редакцию 22.07.2020 г.

После доработки 30.08.2020 г.

Принята к публикации 30.08.2020 г.

В работе сделан обзор исследований близкоорбитальных газовых экзопланет – горячих юпитеров и теплых нептун. Транзитные спектральные наблюдения телескопом им. Хаббла стимулировали развитие численного моделирования этих объектов. Сверхзвуковое истечение верхней атмосферы горячих экзопланет и его взаимодействие с потоком звездной плазмы представляет собой новое явление в физике плазмы и астрофизике, объединяющее фото- и плазма-химию, столкновительную газодинамику и бесстолкновительную космическую плазму. Начиная с 2003 г., моделирование физических процессов в данной области прошло большой путь развития, от простых квази-эмпирических аналитических формул до глобальных 3D МГД кодов. Достигнутый уровень позволяет интерпретировать транзитные измерения по поглощению линий различных элементов и оценивать параметры как планетарных атмосфер, так и плазменного ветра звезд.

DOI: 10.31857/S0004629921010059

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время обнаружение и изучение экзопланет являются одной из самых бурно развивающихся отраслей астрофизики и астрономии, которая к тому же стимулирует другие области физики, химии и астробиологии. Значительная часть астрономических наблюдений активно переключилась на эту область. Были специально созданы и успешно проработали на орбите телескопы CoRoT и “Kepler”, которые открыли тысячи экзопланет. Планируется также запуск российской ультрафиолетовой обсерватории “Спектр-УФ”. Благодаря космическому телескопу им. Хаббла были получены уникальные данные о транзитах экзопланет в ультрафиолетовом диапазоне длин волн. Все больше рабочего времени наземных телескопов посвящается наблюдениям экзопланетных атмосфер, и в последнее время были получены высококачественные спектры поглощения в линиях видимого и инфракрасного диапазонов. На следующие 10 лет запланирован ввод в эксплуатацию сверхкрупных наземных телескопов, которые тоже будут нацелены на изучение экзопланет. Эта активность связана с тем, что данная область знаний только формируется, и в ближайшие годы будет

сделано большое количество фундаментальных открытий и создан задел на многие годы вперед.

Из большого разнообразия уже обнаруженных экзопланет особо выделяются так называемые горячие юпитеры, которые обращаются экстремально близко к звезде, на расстояниях менее 0.2 а.е. В силу относительно короткого периода транзита и достаточно большого размера такие планеты гораздо легче обнаруживать на фоне естественных и инструментальных шумов даже при сравнительно не продолжительных наблюдениях, и они останутся достаточно многочисленным классом и популярным объектом исследований. В настоящий момент до 10% всех обнаруженных экзопланет относятся к группе горячих юпитеров и теплых нептун, т.е. обладают массой от 0.05 до 5 масс Юпитера. При этом практически половина из них обращается вокруг своих звезд на расстояниях менее 0.05 а.е., что в 8 раз меньше, чем орбита Меркурия и составляет менее десятка радиусов звезды.

Сам факт обнаружения горячих экзопланет-гигантов поставил под сомнение существовавшие теории формирования планетных систем, и в настоящее время усиленно разрабатываются модели, связанные с миграцией планет или их формированием непосредственно вблизи звезды. Толь-

ко детальное понимание эволюции горячих планет позволит решить эту проблему. Современная транзитная спектроскопия открывает уникальные возможности для определения независимым образом химического состава планет за пределами Солнечной системы и сравнения с результатами других способов измерения. Она также способна дать информацию о параметрах плазменного ветра звезд. Поскольку непосредственное измерение скорости, температуры и плотности ветра других звезд остается в настоящее время недоступным, дальнейшее развитие спектроскопических методов и создание соответствующих численных моделей имеет большую практическую и научную значимость.

Одной из характерных отличительных черт горячих экзопланет-гигантов по сравнению с их аналогами в Солнечной системе являются расширение и истечение верхней, состоящей преимущественно из водорода, атмосферы, ионизируемой и нагреваемой излучением родительской звезды в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазоне. Истекающее частично ионизированное вещество, взаимодействуя с набегающим потоком плазмы звездного ветра, формирует вокруг планеты динамичную плазмосферу. Такие плазмосферы горячих экзопланет являются новым объектом в астрофизике и физике космической плазмы.

Интенсивный выброс вещества в виде потока расширяющегося планетарного ветра, зачастую сверхзвукового, оказывает влияние на всю звездную систему и порождает новые, ранее не изучавшиеся процессы. В связи с этим возник ряд задач, охватывающих сразу несколько научных направлений, — миграция планет на ранней стадии формирования, аэрономия планетных атмосфер и их эволюция, аккреция планетарного вещества на звезду и его взаимодействие с потоком звездного ветра. Исследование и детальное моделирование динамики и структуры плазмосфер горячих экзопланет представляет интерес в первую очередь для интерпретации наблюдательных данных, поскольку значительно расширяет возможности по измерению самых разных физических и химических характеристик как самих планет, так и их звезд. Вопросы эволюции планетарных атмосфер и наблюдательный потенциал горячих экзопланет также затрагивают общенаучные проблемы — формирование и эволюцию планетных систем, пригодных для жизни, поиск биомаркеров, космическую погоду вокруг других звезд.

Настоящая работа посвящена обзору работ по численному моделированию верхних атмосфер горячих экзопланет и их взаимодействия с излучением и плазменным ветром родительской звезды. Рассматриваемая физическая задача является сложной и многоплановой, поэтому для понима-

ния и количественной интерпретации необходимо применение численных кодов разной степени сложности. Примерно за 20 лет произошло быстрое развитие от относительно простых эмпирических формул до трехмерных многокомпонентных аэрономных моделей и глобальных МГД кодов. Сопоставление результатов наблюдений и численного моделирования для отдельных звездно-планетных систем позволяет сделать важные выводы как об атмосферах экзопланет, так и о параметрах плазменного ветра звезд. Тем не менее уровень детализации, достигнутый в аналогичных моделях ионосфер и магнитосфер планет Солнечной системы, особенно в динамических явлениях и в мелкомасштабных кинетических процессах, еще только предстоит реализовать в исследованиях экзопланет.

Статья состоит из раздела 2, в котором кратко изложены наиболее важные для рассматриваемой тематики данные транзитных наблюдений горячих экзопланет в спектре вакуумного ультрафиолетового излучения (ВУФ) и раздела 3, в пяти подразделах которого рассмотрены основные подходы и методы моделирования планетарного течения горячих экзопланет. Далее рассмотрено применение численного моделирования для интерпретации наблюдений двух наиболее значимых и типичных экзопланет — горячего юпитера HD 209458b (раздел 4) и теплого нептона GJ 436b (раздел 5).

2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

За 20 лет исследований накоплено огромное количество разнообразных наблюдательных данных по атмосферам экзопланет (например, обзор [1]), поэтому в данной статье будут упомянуты только некоторые их аспекты, наиболее показательные в контексте моделирования и понимания процессов истечения атмосферного вещества горячих экзопланет-гигантов и его взаимодействия со звездным ветром. При этом следует различать наблюдения относительно плотной атмосферы экзопланет, осуществляемые в основном в инфракрасном и видимом спектре (например, [2]), и термосферы, доступной в вакуумном ультрафиолетовом спектре. В последнее время также развиваются методы кросс-корреляционной спектроскопии высокого разрешения, использующие измерения во всех доступных спектральных диапазонах [3, 4].

В 2003 г. на телескопе “Хаббл” было сделано революционное открытие — обнаружено 15% уменьшение интенсивности в звездной линии излучения $\text{Ly}\alpha$ во время транзита горячего юпитера HD 209458b [5]. Дополнительный анализ и повторные измерения дали несколько меньшую величину 7–10% [6–9]. При этом фотометрический транзит этой планеты составляет всего 1.5%. На-

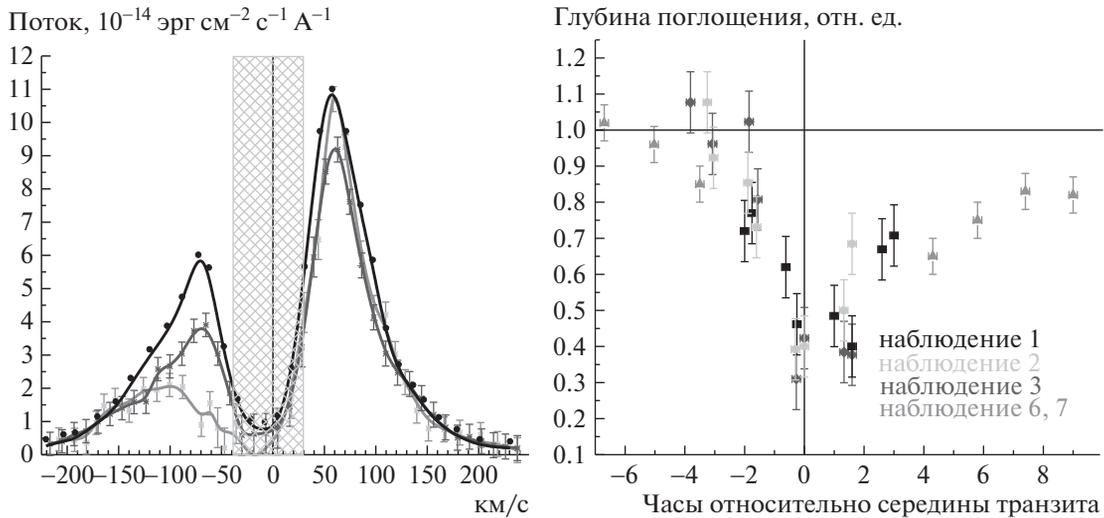


Рис. 1. Левая панель: спектральный профиль линии $\text{Ly}\alpha$, излучаемой GJ 436, измеренный вне транзита (черная линия), в середине транзита экзопланеты GJ 436b (серая линия) и через 2 ч после середины транзита (темно-серая линия). Заштрихованная область $[-40; 30]$ км/с показывает диапазон геокоронального зашумления измерений. Правая панель: транзитная кривая в линии $\text{Ly}\alpha$, измеренная в нескольких сеансах наблюдения экзопланеты GJ 436b. Значения усреднены по синему участку линии $[-120; -40]$ км/с. Данные воспроизведены из работы [16].

столько различные глубины транзита в оптике и $\text{Ly}\alpha$ свидетельствуют, что вокруг HD 209458b имеется плотное облако атомов водорода, размер которого в 2–3 раза превышает размер планеты. Это является прямым подтверждением существования обширной атомарной оболочки вокруг горячих экзопланет. Вскоре поглощение в линии $\text{Ly}\alpha$ на уровне 10% также было обнаружено у горячего юпитера HD 189733b [10, 11] и газового гиганта 55 Cnc [12].

Качественно новый уровень данных о плазмосфере горячих экзопланет дали транзитные наблюдения теплого нептона GJ 436b [13–16] (рис. 1). Измерения показали поглощение до 70% в линии $\text{Ly}\alpha$, что в 100 раз превышает фотометрическую глубину транзита. Величина сигнала, хорошее отношение сигнал/шум и повторяемость в нескольких сеансах наблюдений впервые позволили построить в спектральной линии транзитную световую кривую, т.е. зависимость поглощения от времени по мере прохождения планеты на фоне диска звезды. Обнаружилось, что для GJ 436b заметное поглощение начинается за два часа до максимума оптического поглощения и продолжается после него долгое время. Это, в частности, указывает, что частично ионизованная плазмосфера вокруг GJ 436b превышает по размеру видимый диск звезды и сопоставима с размером орбиты.

Поглощение наблюдается в основном в синем крыле линии $\text{Ly}\alpha$ в интервале доплеровских скоростей 50–150 км/с. Наличие атомов водорода с такими скоростями невозможно объяснить ис-

ключительно нагревом и истечением планетарной атмосферы.

Другим примером значительного поглощения в $\text{Ly}\alpha$ является теплый нептун GJ 3470b [17], у которого обнаружено поглощение до 35% в синем крыле линии в интервале скоростей 50–100 км/с. Это превышает глубину оптического транзита более чем в 50 раз. Существенным отличием GJ 3470b от аналогичного теплого нептона GJ 436b является заметное поглощение также и в красном крыле линии на уровне 25% в интервале 25–75 км/с и относительно короткая продолжительность транзита. Данные отличия указывают на различную структуру плазмосфер у двух достаточно похожих по своим характеристикам экзопланет.

Помимо линии $\text{Ly}\alpha$, транзитные измерения телескопом Хаббл в дальней ультрафиолетовой области обнаружили для ряда экзопланет поглощение в сильных резонансных переходах таких элементов, как углерод, кислород, кремний, магний. Наибольшее количество измерений сделано для горячего юпитера HD 209458b. Глубина поглощения для мультиплетов атома кислорода (130.5 нм) и иона углерода (133.6 нм) составила 10.5 и 7.5% соответственно [18, 19], т.е. сравнимо и даже больше, чем для атомов водорода. Учитывая, что полуширина этих линий составляет 25–30 км/с и что содержание этих элементов должно быть существенно меньше, чем водорода, факт такого поглощения указывает, что планетарный ветер достаточно плотен, чтобы уносить с собой тяжелые элементы на достаточно большое расстояние от планеты, и что характерные скорости

истечения должны достигать нескольких десятков км/с.

В последние годы в связи с резким ростом числа обнаруженных транзитных экзопланет значительно увеличилось количество и качество наблюдений наземными телескопами. Атомы водорода и гелия — наиболее распространенных элементов газовых экзопланет — имеют нерезонансные линии в видимом и инфракрасном диапазоне. Излучение звезды в линии $\text{Ly}\alpha$, которая обычно является самой сильной в спектре, накачивает второй уровень атома водорода, что приводит к поглощению в линии $\text{H}\alpha$ (656.3 нм) [20, 21]. В отличие от $\text{Ly}\alpha$, линия $\text{H}\alpha$ хорошо детектируется наземными телескопами, и в последние годы соответствующее поглощение было обнаружено для нескольких транзитных горячих юпитеров — HD 189733b [22, 23], KELT 9b [24], KELT 20b [25]. Другой распространенный элемент, гелий (He), имеет метастабильный уровень 2^3S , поглощение с которого образуется на переходе $2^3\text{P} \rightarrow 2^3\text{S}$ с длиной волны линии 1083 нм. Возбуждение метастабильного уровня происходит в процессе рекомбинации He^+ и определяется в основном локальной температурой и степенью ионизации планетарного вещества [26]. Поглощение в данной линии гелия на уровне 1% было зарегистрировано для горячего нептона HATP 11b [27], горячих юпитеров WASP 107b [28] и HD 209458b [29]. Эти данные показывают, что плазмосфера с высоким содержанием гелия простирается как минимум на два радиуса данных планет. Примерно такой же уровень поглощения измерен для теплового нептона GJ 3470b [30, 31], что для данной планеты указывает на значительное содержание гелия на расстояниях вплоть до 10 планетарных радиусов.

Примечательно, что для нескольких экзопланет получены спектральные кривые блеска в линиях поглощения различных элементов, и количество подобных измерений будет неуклонно увеличиваться. Такие данные открывают возможность для более детального исследования динамики плазмосфер посредством фитирования параметров численных многокомпонентных моделей истекающего планетарного ветра и получения наилучшего сравнения синтетических транзитных кривых блеска с комплексными измерениями в различных линиях поглощения.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕРХНИХ АТМОСФЕР И ПЛАЗМОСФЕР ГОРЯЧИХ ЭКЗОПЛАНЕТ

Со времен открытия в 1995 г. первой экзопланеты, газового гиганта 51 Peg b, обращающейся вокруг звезды аналогичной нашему Солнцу, постоянно растущее число обнаруженных экзопланет и накопление данных об их физических и ор-

битальных характеристиках обеспечивают эмпирическую платформу для более детального изучения общих принципов и основных тенденций формирования и эволюции планет и планетных систем, включая также и аспекты их возможной обитаемости. При этом близкое расположение большого количества экзопланет к своим материнским звездам, обуславливающее интенсивное истечение вещества верхней атмосферы, сделало вопрос потери массы одним из важнейших и фундаментальных с точки зрения эволюции планет. Говоря о факторах, оказывающих влияние на процессы потери массы атмосферой экзопланеты, можно выделить их две основные группы: внешние, или звездные факторы, такие как звездный ветер, излучение, гравитация, межпланетное магнитное поле; и внутренние, или планетарные факторы, такие как физические характеристики самой планеты, ее тип (газовый гигант или каменный объект), состав атмосферы, параметры орбиты, наличие собственного магнитного поля и магнитосферы.

Исследования верхних атмосфер горячих экзопланет стартовали со значительного задела, достигнутого при изучении Солнечной системы. Согласно [32], для всех планет земной группы в Солнечной системе время диссипации прото-атмосфер, захваченных во время существования протопланетного диска, было достаточно мало. Однако после потери первичных водородных оболочек эволюционные пути этих планет значительно отличались. В настоящее время общепризнано, что эти эволюционные различия во многом обусловлены различиями в процессах и скоростях потери вещества вторичных атмосфер. В исследованиях эволюции экзопланет фактор потери первичных и вторичных атмосфер также рассматривается как один из самых важных [32–39].

Глобальное самосогласованное моделирование атмосфер горячих экзопланет с учетом как планетарных факторов, так и всего комплекса внешних воздействий со стороны материнской звезды, таких как ионизирующее излучение и радиационный нагрев, гравитационное взаимодействие, поток плазмы звездного ветра, представляет собой сложную задачу. На первом этапе исследований сформировался упрощенный подход раздельного рассмотрения и моделирования отдельных частей этой комплексной проблемы.

3.1. Гидростатические модели

В рамках стационарных подходов, нацеленных на исследование квази-равновесных и устойчивых планетарных атмосфер, рассматривается несколько физических механизмов потери газа из атмосферы, индуцированных потоками звездного ветра и ионизирующего излучения. Во-первых, заряженные частицы подвержены различным

электромагнитным взаимодействиям. В частности, дипольное магнитное поле планеты порождает полярное истечение ионов, ускоряемых индукционными полями магнитосферы. Во-вторых, внешний поток плазмы звездного ветра может эффективно уносить планетарные ионы, захватывая их в пограничном слое магнитосферы или ионопаузы (pick up). Нейтральные частицы могут проникать выше барьера ионопаузы под действием локальных градиентов давления и в ходе перезарядки на быстрых протонах звездного ветра образовывать энергичные нейтральные атомы (ЭНА), хорошо известные в Солнечной системе и впервые рассмотренные для горячих экзопланет в работе [40] (см. также [41–43]). Унос частиц солнечным ветром, наряду с фотохимическими механизмами, является одним из основных для атмосфер немагнитных планет – Венеры и Марса. Помимо этого, частицы из экзосферы – верхней части атмосферы планеты, где длина свободного пробега превышает шкалу высот, – могут преодолевать гравитационное притяжение планеты, если их скорость превышает первую космическую. Для гидростатической атмосферы с максвелловским распределением частиц по скоростям потери атмосферы, связанные с таким “убеганием” быстрых тепловых частиц из высокоэнергичного хвоста функции распределения, называются джинсовскими [44, 45]. Тепловое истечение Джинса зависит экспоненциально от гравитационного параметра $\alpha = GMm/(RkT)$ – отношения энергии гравитационной связи частиц с планетой к их тепловой энергии. Здесь G – гравитационная постоянная, M – масса планеты, m – масса частицы атмосферного вещества, k – постоянная Больцмана и T – температура верхней атмосферы, зависящая от высоты R . Для поддержания теплового баланса атмосфера должна получать дополнительную энергию. Механизм нагрева хорошо известен для планетарных атмосфер Солнечной системы – это поглощение ионизирующей радиации в ВУФ и мягком рентгеновском диапазоне длин волн – так называемый Extreme Ultraviolet radiation (XUV) диапазон ($\lambda < 124$ нм) – с образованием ионов и энергичных фотоэлектронов. Именно таким образом формируются ионосферы Земли, Венеры и Марса. Сброс избыточной энергии при этом обеспечивается процессами охлаждения через переизлучение в инфракрасной и видимой области спектра так, что типичные температуры в термосфере и экзосфере составляют ~ 1000 К. Процессы потери атмосферы через ее взаимодействие с плазмой звездного ветра называются нетепловыми потерями [46–49] и приводят к образованию протяженных горячих и разреженных корон вокруг планет [50].

При $T \sim 1000$ К гравитационный параметр для планет Солнечной системы велик, например более 50 для Земли, и джинсовское убегание не иг-

рает значительной роли. Однако с уменьшением орбитального расстояния, т.е. с приближением к звезде, интенсивность ионизирующей радиации растет квадратичным образом. Достаточно близко к звезде баланс радиационного охлаждения и нагрева нарушается, и верхняя атмосфера (термосфера) переходит в качественно иное состояние. Ее температура значительно вырастает, пока не становится существенным переизлучение в ультрафиолетовой области спектра, например в линии Ly α , через возбуждение атомов водорода горячими электронами. Оценки показывают, что новое сбалансированное состояние термосферы достигается при температуре на порядок выше, $T \sim 10000$ К, а типичный гравитационный параметр даже для такой массивной планеты, как Юпитер становится менее 10, и спадает с ростом расстояния от центра планеты как $1/R$.

3.2. Энергетический подход

В свое время Паркером [51] для объяснения солнечного ветра было показано, что даже при величине гравитационного параметра α значительно больше единицы может развиваться сверхзвуковое течение газа. Скорость потери массы при подобном газодинамическом убегании атмосферы также экспоненциально зависит от α , т.е. $M \sim \exp(-\alpha)$, однако она может быть существенно выше значений, обеспечиваемых джинсовским механизмом. Это связано как с большей (т.е. сверхзвуковой) скоростью истечения, так и с большей плотностью “убегающего” вещества, поскольку в данном случае уже вся верхняя атмосфера перестает быть в состоянии гидростатического равновесия и приходит в движение. Как было показано в прямом кинетическом Монте-Карло моделировании [52], в отсутствие источников нагрева переход от механизма Джинса к сверхзвуковому газодинамическому течению происходит в диапазоне $\alpha = 2-3$.

При наличии дополнительных источников нагрева газа верхней атмосферы планеты в процессе ее газодинамического расширения и ускорения, сверхзвуковое течение может развиваться при существенно больших α . Изотермический случай допускает аналитическое решение [53], возможное при любых α . Более общее политропное решение, получаемое методами численного интегрирования [54], показывает, что решения со сверхзвуковым потоком существуют при любом показателе политропы меньше адиабатического значения $\gamma < 5/3$. При этом, чем ближе показатель к адиабатическому, тем медленнее происходит ускорение и тем дальше находится точка перехода течения через скорость звука. В эмпирических моделях солнечного ветра [55] и ветра других звезд [56] в качестве наиболее подходящего показателя политропы используют величину $\gamma \approx 1.05$.

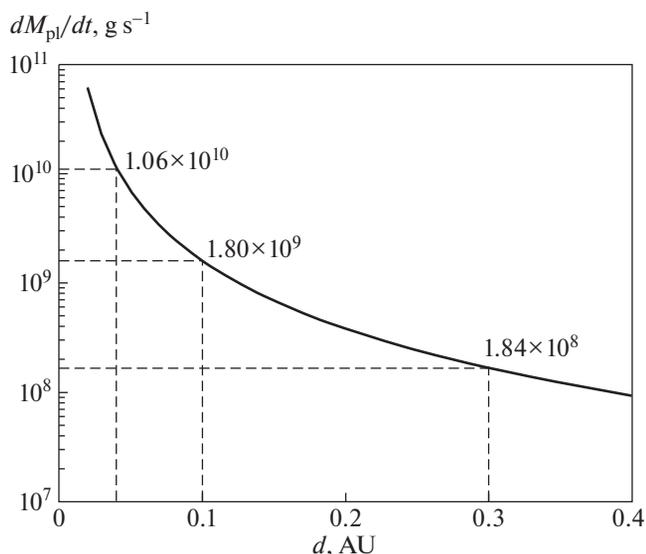


Рис. 2. Расчетная зависимость скорости тепловых потерь массы атмосферы от радиуса орбиты для планеты — аналога Юпитера, вращающегося вокруг звезды типа Солнца. Адаптировано из [77].

В работе [57] был предложен энергетически ограниченный режим газодинамического истечения ранних атмосфер Земли и Венеры, который впоследствии нашел широкое применение для горячих экзопланет. Идея подхода заключается в применении закона сохранения энергии, согласно которому энергия излучения звезды, поглощаемая в верхней атмосфере планеты, должна эффективно конвертироваться в энергию движения нагреваемого вещества. Таким образом, баланс между поступающей энергией излучения в ионизирующей части спектра (для водородных атмосфер $\lambda < 91.2$ нм) и энергией “убегающих” частиц, преодолевающих гравитационный потенциал планеты, позволяет оценить скорость потери массы ее верхней атмосферой, т.е. термосферой. В работе [58] этот подход был применен к типичным горячим юпитерам и показано, что у них должно формироваться интенсивное истечение атмосферного вещества с интегральной потерей массы до $\dot{M} \sim 10^{12}$ г/с, что намного порядков величин больше значений, наблюдаемых для планет Солнечной системы. Выводы данной работы косвенно подтвердились в том же году открытием протяженной водородной оболочки вокруг HD 209458b [5]. В дальнейшем формула для расчета интегральной потери массы экзопланетами неоднократно уточнялась, в частности, учетом особенностей гравитационного потенциала в системе планета-звезда и связанных с ним эффектов полости Роша [59, 60].

Модифицированная формула энергетически ограниченной скорости потери массы включает

эмпирическую эффективность радиационного нагрева η , поток звездного ионизирующего излучения на орбите планеты F_{XUV} , среднюю плотность планеты $\rho(t)$ и функцию порядка единицы, учитывающую эффект приливных сил $K(\xi) = 1 - 1.5/\xi + 0.5/\xi^3$, зависящую от расстояния до первой точки Лагранжа (радиуса полости Роша) $\xi = R_{R,L}/R_p$, измеренного в радиусах планеты [59]:

$$\frac{d}{dt} M_p = \frac{3\eta F_{XUV}}{4G\rho(t)K(\xi)}$$

Эффективность радиационного нагрева зависит как от передачи энергии фотоэлектронов газу, что требует рассмотрения кинетических процессов [61, 62], так и области поглощения излучения вокруг планеты, для нахождения которой требуется численное моделирование. Исследования показали, что реалистичные значения этого параметра лежат между 15 и 30% [60, 63, 64]. На рис. 2 показана рассчитанная зависимость скорости потерь массы атмосферы для тестовой планеты с параметрами Юпитера, вращающейся вокруг звезды-аналога Солнца, как функция радиуса орбиты планеты.

Результаты, получаемые для различных конкретных планет, сравнивались на большой выборке с одномерными аэрономными моделями [37, 65–76], всякий раз показывая хорошее соответствие со сложными численными расчетами. Таким образом, аналитические решения, полученные для энергетически ограниченного режима истечения, и по сей день остаются достаточно точным, простым и быстрым способом оценки потери массы атмосферами экзопланет. В отличие от нетепловых потерь, газодинамическое истечение классифицируется как *тепловые потери*.

3.3 Моделирование методом Монте-Карло

Данный подход состоит в рассмотрении истекающего планетарного вещества как экзосферы или короны и широко применяется для расчета потоков частиц Марса, Меркурия и Венеры, в магнитосферах Земли, Юпитера и Сатурна, спутников и кометных хвостов (например, [78, 79]). Для всех этих планет экзобаза располагается достаточно низко в термосфере планеты, и выше нее частицы движутся с редкими столкновениями в основном по баллистическим траекториям. Таким образом, их описание кинетическим подходом является более точным, чем газодинамическим (пример сравнительного анализа можно найти в работе [80]). Поскольку применение полностью кинетического описания слишком сложно и затратно для вычислений, используется метод Монте-Карло, не учитывающий газодинамические силы и самосогласованное взаимодействие с магнитными полями. Основным критерием для

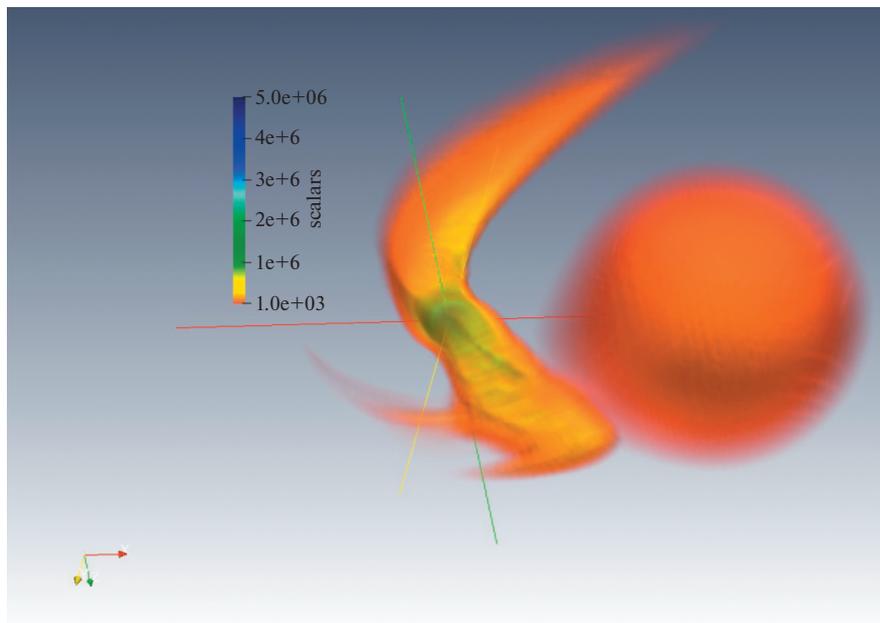


Рис. 3. Планетарное течение горячего Юпитера HD 209458b на фоне родительской звезды солнечного типа. Распределение концентрации протонов (логарифмическая шкала). Планета находится в точке пересечения координатных осей. Взято из работы [146].

использования метода является выполнение условия отсутствия столкновительного обмена импульсом между частицами, т.е. нахождения области моделирования выше экзобазы.

Применительно к горячим экзопланетам, для оценки нетепловых потерь массы атмосферы за счет *risk-up* механизма ионов, а также для интерпретации транзитных наблюдений широко и последовательно используются два кинетических Монте-Карло кода (Direct Simulation Monte Carlo) — “EVAporating Exoplanets”, описанный в [5, 16, 81, 82], и “FLASH” [41, 83, 84].

В моделях обычно фиксируется внутренняя граница, соответствующая границе полости Роша или ионопаузы. Другим репером может быть граница, где число Кнудсена становится равным 0.1 [50, 83]. В случае планеты с собственным магнитным полем в качестве такой границы выступает магнитопауза, которая может иметь аналитически задаваемую форму параболоида вращения. На выбранной фиксированной границе задается поток нейтральных частиц, и рассчитываются их траектории в предположении свободного движения во внешнюю область под действием сил гравитации, инерции и радиационного давления излучения звезды. Параметры среды на границе (состав вещества, степень ионизации, плотность, температура, вектор скорости), как правило, задаются на основании предсказаний аналитических оценок или газодинамических модельных расчетов в области атмосферы ниже данной границы. В простейшем случае нижняя область мо-

жет описываться аналитически в приближении гидростатического равновесия при температуре $\sim 10^4$ К, характерной для горячих экзопланет. Кроме того, модель учитывает процессы фотоионизации нейтральных атомов и их перезарядки с протонами звездного ветра. Модели Монте-Карло сразу стали применяться в 3D реализации и впервые позволили рассчитать поглощение в линии Ly α за счет радиационного ускорения атомов для HD 209458b [5, 81], HD 189733b [10, 11, 85], GJ 436b [82]. Подход значительно расширился с добавлением в модель перезарядки планетарных атомов на звездных протонах [40].

Зависимость результатов моделирования методом Монте-Карло от формы внутренней границы и выбранных граничных условий имеет как сильные, так и слабые стороны. С одной стороны, фитирование расчетов с наблюдениями позволяет осуществлять параметрическую диагностику размера области планетарного вещества, за которой начинается взаимодействие планетарных частиц с протонами звездного ветра. Так, в работе [83] на основе измеренного поглощения в линии Ly α для транзитного горячего юпитера HD 209458b и в предположении магнитосферной природы планетарного препятствия впервые была оценена величина планетарного магнитного диполя ($\sim 10\%$ от поля Юпитера).

С другой стороны, есть важный физический аспект, который не описывается в рамках моделирования Монте-Карло, — тепловое давление и ударная волна. При взаимодействии планетарно-

го течения с потоком звездного ветра естественно ожидать образования сильно сжатых областей или ударных волн, если потоки являются сверхзвуковыми. Даже выбирая границу переходного ударного слоя, определенную эмпирическим или аналитическим образом, в качестве внутренней границы моделирования, в коде Монте-Карло трудно учесть локализованное и многократное увеличение плотности звездного ветра.

В отсутствие значительного звездного ветра определение экзобазы становится проблематичным. Как показало 1D, 2D и 3D аэрономное моделирование нескольких горячих экзопланет [69, 72, 74, 75, а также ссылки в разделах 4 и 5], истекающий поток планетарного ветра остается столкновительным на довольно больших расстояниях от планеты (порядка нескольких десятков R_p), так что экзобаза оказывается расположена далеко за пределами полости Роша. Это ограничивает применимость кинетических кодов Монте-Карло и обосновывает газодинамические подходы в моделировании.

3.4. Газодинамическое моделирование

Ускорение частично ионизованного планетарного вещества под воздействием объемного нагрева, переход через скорость звука и движение в поле сил гравитации являются типичными газодинамическими процессами. Именно на основе уравнений газодинамики были получены первые энергетические оценки параметров планетарного течения. Относительно простые одномерные газодинамические коды, разработанные ранее в различных областях астрофизики, были успешно применены для горячих юпитеров и позволили понять и уточнить основные факторы планетарного ветра. Особенностью 1D газодинамических кодов является возможность получения стационарного решения методом прямого интегрирования и итераций уравнений, аналогично решению Паркера. Применительно к расширяющимся атмосферам планет авторы работы [33] впервые показали важность распределенного по оболочке нагрева газа вместо поглощения в тонкой оболочке. В работе [59] рассмотрели в рамках одномерной модели влияние двумерного эффекта приливных сил. В [68] рассмотрели эволюцию планетарного истечения в зависимости от интенсивности XUV радиации звезды. В [64] учли важный процесс охлаждения нагреваемой термосферы через излучение Ly α фотонов. В [86] построили решения вдоль силовых линий дипольного магнитного поля с учетом их открытой или закрытой геометрии. В работах [87, 88] рассмотрена реакция верхней атмосферы горячего юпитера HD 209458b на дополнительное XUV облучение, вызванное звездной вспышкой, и обнаружено формирование двух ударных волн, распространя-

ющихся из слоя максимального поглощения XUV радиации и вызывающих дополнительные потери атмосферы [89, 90].

В рамках газодинамического моделирования получила развитие так называемая аэрономия верхних атмосфер горячих экзопланет. Еще в первой работе, где была представлена численная модель сверхзвукового планетарного ветра [65], рассмотрена водородная фото- и плазма-химия. При температурах ниже 2000 К водород существует в молекулярной форме. В процессе фотоионизации и комплекса химических реакций образуются также молекулы H_2^+ и H_3^+ . Молекула H_3^+ является эффективным излучателем в инфракрасном спектре, расчет которого включает миллионы линий [91]. Несмотря на малое содержание, этот канал охлаждения важен для ионосферы Земли и Юпитера, и, как было показано в работах [65, 69, 72, 74, 92], также и для горячих юпитеров. Учет H_3^+ охлаждения может уменьшать планетарное течение на 25–30%. Точка диссоциации H_2 для типичных горячих юпитеров и теплых непунов располагается в достаточно плотных слоях ~ 1 мбар, на высотах $(0.1-0.25) \cdot R_p$ от фотометрического радиуса планеты. Тем не менее фотоны с длиной волны $\sim (1-10)$ нм проникают в эти слои, и молекулярная фракция поглощает порядка 10% всей ионизирующей радиации. Другим немаловажным фактором является то, что молекулярная атмосфера имеет примерно в два раза меньшую шкалу высот. Все эти факторы приводят к тому, что интегральная потеря массы за счет истекающего планетарного ветра может отличаться в моделях с учетом водородной аэрономии в 2–3 раза [92].

Следующий наиболее распространенный элемент, гелий, оставался относительно слабо исследован в контексте горячих экзопланет. Моделирование в широком диапазоне содержания гелия относительно водорода, выполненное для HD 209458b и GJ 436b в работе [93], показало, что влияние гелия имеет несколько аспектов. Во-первых, при стандартном солнечном содержании He/H = 0.1 гелий увеличивает молекулярную массу на 40%, что заметно уменьшает шкалу высот атмосферы. Во-вторых, в плотных слоях атмосферы большая часть электронов рождается благодаря фотоионизации гелия, а не водорода. Все это приводит к тому, что гелий может менять как скорость, так и интегральный темп потери массы на величину порядка 50%.

Если комплекс водородно-гелиевой аэрономии включает примерно 15 реакций [69], то учет более тяжелых и наиболее распространенных элементов – углерода и кислорода – расширяет этот список до нескольких сотен. Наиболее полное аэрономное моделирование горячих юпите-

ров, включая также азот, было осуществлено в работах [69, 72, 92]. На основе этих исследований был сделан вывод о том, что учет химических реакций с участием С и О меняет точку диссоциации водорода, а также точку ионизации водорода, но относительно слабо влияет на интенсивность планетарного течения. В последнее время наиболее полные аэрономные коды горячих экзопланет развиваются на базе специализированных химических кодов, таких как KROME [94, 95] или CLOUDY [96]. Пакет CLOUDY рассчитывает перенос излучения и его взаимодействие с широким кругом элементов и их ионов, включая такие трудные для моделирования примеси, как атом и ион железа. Его применение значительно расширяет возможности аэрономного моделирования [75, 97, 98].

Другим сложным фактором аэрономии горячих экзопланет являются кинетика возбужденных состояний и каналы охлаждения фотоэлектронов, которые по сравнению с основной популяцией являются сверхтепловыми [87, 99–103]. Несмотря на то, что типичное время жизни возбужденных уровней резонансных переходов обычно очень мало (порядка 10^{-9} – 10^{-7} с), для близко-орбитальных планет фотоионизация с возбужденных уровней может оказаться важнее фотоионизации из основного состояния. Ввиду того, что плазма горячих экзопланет достаточно плотная и протяженная, резонансные фотоны захватываются и медленно диффундируют в процессе поглощения и переизлучения [20, 21]. В результате образуется популяция возбужденных атомов. Излучение звезды в линии Ly α , которая обычно является самой сильной в спектре, накачивает второй уровень основного элемента газовых гигантов – атома водорода. Помимо наблюдательных эффектов в линии H α , возбужденный атом водорода фотоионизируется гораздо быстрее и гораздо более широким спектром излучения звезды $\lambda < 656.4$ нм, что приводит к дополнительному нагреву плазмы фотоэлектронами. В первую очередь это касается горячих звезд спектральных классов А и В, таких как KELT 9, у которых наклон спектра от видимой области до ультрафиолетовой особенно силен [24].

Полноценное моделирование и интерпретация транзитных спектральных наблюдений требуют 3D расчетов. Это связано с тем, что из-за быстрого орбитального движения, с типичной для горячих экзопланет скоростью ~ 100 км/с, течение планетарного вещества уже на расстояниях от двух до семи радиусов (в зависимости от размера полости Роша) становится существенно несимметричным. В системе отчета планеты это выражается в закручивании радиального течения по спирали из-за действия силы Кориолиса. Геометрия взаимодействия с потоком звездной плазмы, в результате которого образуются ЭНА, так-

же требует 3D моделирования. Фактически, моделирование поглощения 1D кодами было относительно обосновано для отдельных редких случаев, например, для поглощения в линии Ly α для HD 209458b, поскольку на уровне до 7% оно образуется атомами внутри полости Роша за счет естественного уширения линии [7, 19, 71]. При этом поглощение в линиях OI и CII для тех же элементов не удастся описать в рамках 1D рассмотрения [19, 104]. Для другого известного горячего юпитера WASP-12b 1D расчеты мало применимы, поскольку его полость Роша имеет размер всего 2 радиуса планеты, и первые попытки интерпретации наблюдательных данных носили качественный характер [105].

Промежуточным этапом стало использование 2D моделей. В работе [106] в цилиндрической геометрии с осью симметрии вдоль линии “планета-звезда” смоделировали формирование головной ударной волны при столкновении планетарного и звездного ветра. В [107] впервые смоделировано неравномерное поглощение XUV излучения в атмосфере приливно захваченной экзопланеты. В [108] впервые предложили рассмотреть в рамках газодинамического описания формирование облака ЭНА вокруг экзопланеты путем моделирования четырех взаимосвязанных жидкостей: атомы водорода планеты, протоны, звездные протоны и собственно ЭНА. В численном расчете применялась 2D планарная геометрия. В [21] реализовали подобный подход в более реалистичной осесимметричной геометрии. Наиболее полное моделирование в рамках 2D осесимметричной геометрии с аэрономией верхней атмосферы и раздельным описанием всех вовлеченных компонентов, а также расчет поглощения в линиях HI, OI, CII, SiIII были реализованы в работах [109–111].

В то же время еще в относительно ранней работе [112] был выполнен 3D расчет планетарного течения горячего юпитера Wasp-12b, который показал формирование нерегулярной и динамической структуры течения за пределами полости Роша. Газодинамическое 3D моделирование позволило рассмотреть ряд процессов, недоступных для 1D и 2D кодов. В частности, расчеты взаимодействия звездного ветра и протяженных атмосфер горячих юпитеров [112–114] показали, что газовые оболочки вокруг экзопланет гигантов можно классифицировать по структуре следующим образом: а) практически сферическая форма классических атмосфер, слегка искаженная влиянием звезды и взаимодействием с плазмой звездного ветра; б) замкнутая квазисферическая оболочка с остановкой течения газа из первой точки Лагранжа L1; в) открытая несферическая оболочка сложной формы, когда звездный ветер не может остановить отток вещества планеты через точку L1. Например, для HD 209458b в пределах

диапазона оценочных параметров его термосферы и звездного ветра могут существовать все три типа атмосфер. В работах [89, 115, 116] исследовано влияние корональных выбросов массы и звездных вспышек на атмосферу горячих юпитеров, в частности HD 209458b, и сделаны оценки потенциального вклада вспышечных событий на долговременную потерю массы экзопланетами. В работах [117–119] впервые в рамках 3D моделирования было проанализировано влияние радиационного давления на движение планетарного вещества и установлена его незначительная роль при предполагаемой интенсивности излучения рассматриваемых звезд в линии Ly α и XUV диапазоне. Результаты газодинамических расчетов оказались в противоречии с 3D моделированием Монте-Карло [11, 14, 82].

Сложность 3D расчетов вплоть до последнего времени не позволяла моделировать различные компоненты потоков, такие как ЭНА, тяжелые элементы в атмосфере экзопланеты и, соответственно, применять расчеты для интерпретации данных наблюдений. Например, в работе [120] на базе 3D газодинамического кода открытого доступа Athena было смоделировано планетарное истечение вещества в локальной области, включающей только планету без учета аэродинамики верхней атмосферы, и рассчитано поглощение в Ly α , но без вклада ЭНА.

3.5. Магнитосферные эффекты

Как известно на примере планет Солнечной системы, собственное магнитное поле кардинальным образом изменяет плазменное окружение вблизи планеты. Теоретические оценки предсказывают, что магнитные поля близко-орбитальных горячих юпитеров могут быть в несколько раз меньше, чем у солнечных газовых гигантов. Это связано с тем, что они, вероятно, являются приливно захваченными и, как правило, вращаются вокруг своей оси медленнее планет гигантов Солнечной системы. Из примера Юпитера также известно, что мощный источник плазмы внутри магнитосферы порождает разнообразные плазменные структуры типа магнитодиска, а взаимодействие с потоком плазмы приводит к генерации интенсивного радиоизлучения, на порядки превосходящего светимость звезды в этом диапазоне.

Крупномасштабные магнитные поля и электрические токи, связанные с собственным магнетизмом планеты, образуют магнитосферу. Магнитосфера защищает ионосферу и верхние слои атмосферы планеты от прямого воздействия потоков звездной плазмы и энергичных частиц, тем самым уменьшая потерю массы планеты за счет нетепловых и тепловых механизмов [48, 49, 121]. В то же время интенсивный планетарный ветер

принципиально меняет взаимодействие верхней атмосферы и ионосферы с собственным магнитным полем. В первых попытках учесть влияние планетарного магнитного поля на планетарный ветер использовался теоретический анализ, выполненный в свое время для плазменного ветра магнитных звезд [122], который показал существование в такой структуре экваториальной зоны стагнации и зоны ветра. В [77] применили для анализа структуры магнитосферы горячих юпитеров параболическую модель магнитосферы [123–125], ранее апробированную на планетах Солнечной системы. Было показано, что планетарное течение должно формировать протяженный экваториальный магнитодиск. Внутренний край магнитодиска располагается на так называемой альфвеновской поверхности, где плотность кинетической энергии движущейся плазмы становится равной плотности энергии локального магнитного поля. Оценки для типичных горячих юпитеров показали, что альфвеновское расстояние составляет порядка 3–10 радиусов планеты. Численное МГД моделирование [126–128] подтвердило это описание и позволило оценить, при какой величине магнитное поле планеты значительно уменьшает процесс истечения и потери массы. Для типичных горячих юпитеров такое поле оказалось вполне вероятным, в диапазоне 0.3–3 Гс. В численном моделировании также было подтверждено формирование экваториального магнитодиска в условиях истечения планетарной плазмы [128]. Наличие магнитного диска у горячих экзопланет-гигантов с расширяющимися атмосферами с характерным более медленным убыванием величины магнитного поля с расстоянием ($\sim 1/r^2$) по сравнению с обычным дипольным полем позволило предположить, что магнитосферы горячих юпитеров могут иметь большие размеры.

Одна из актуальных проблем физики экзопланет, которая активно рассматривается в последние годы, связана с возможным радиоизлучением магнитных горячих юпитеров и его регистрацией на Земле [129, 130]. Это позволило бы количественно оценить магнетизм экзопланет и сделать выводы об их плазменном окружении, проверив тем самым существующие модельные оценки и гипотезы. До настоящего момента предпринятые попытки наблюдений пока не позволяют с определенностью утверждать об обнаружении радиоизлучения экзопланет, но они активно продолжаются. Основная новизна и сложность задачи по расчету радиоизлучения горячих Юпитеров связаны с тем, что они обладают достаточно плотной плазмосферой, и прохождение через нее радиоизлучения может быть затруднено из-за высокой плазменной частоты, обуславливающей эффект экранировки радиоисточника [131].

На данный момент пока отсутствует детальное 3D аэрономное моделирование формирования и истечения планетарного ветра магнитного горячего юпитера в присутствии потока звездной плазмы. 2D модели [126, 127], включая аэрономную модель [128], не дают самосогласованного представления о масштабах и форме планетарной магнитосферы в потоке звездной плазмы, поскольку одновременное рассмотрение магнитного диполя планеты, ориентированного перпендикулярно плоскости эклиптики, планетарного истечения и звездного ветра, расширяющегося радиально от планеты и звезды соответственно, возможно только в трехмерной геометрии.

В то же время глобальное 3D МГД моделирование, в рамках которого рассматривается взаимодействие планетарного течения с замагниченным звездным ветром с учетом магнитного поля планеты, успешно развивается. Для этого используется упрощенное описание планетарного ветра, например, в виде граничных условий, соответствующих параметрам температурного максимума термосферы (на высотах около $2R_p$), либо включение уже сформировавшегося сверхзвукового потока планетарного вещества (в районе $4-6 R_p$). Вместо аэрономных расчетов при этом рассматривается динамика только протонов и, в некоторых случаях, атомов водорода. Данные упрощения позволяют применять уже имеющиеся астрофизические МГД коды, разработанные ранее для других задач.

Например, используя код общего доступа PLUTO [132] и изотермическое приближение ($\gamma = 1.05$), зачастую принимаемое в астрофизических кодах, в [133] исследовали различные режимы взаимодействия типичного магнитного горячего юпитера с замагниченным звездным ветром. Расчет велся на декартовой сетке в области, охватывающей как звезду, так и орбиту планеты (глобальное моделирование). Результаты позволили выделить четыре общих структуры в зависимости от величины планетарного магнитного поля, интенсивности планетарного ветра и звездного ветра в области взаимодействия с такими элементами, как головная ударная волна, хвост кометного типа и потоки аккреции планетарного вещества на звезду. Используя тот же код, реализованный как на декартовой, так и сферической сетке, центрированной на звезде, авторы работы [134] исследовали режим аккреции планетарного вещества на звезду и показали его сильную зависимость от магнитной топологии, сформированной дипольными полями планеты и звезды.

Vidotto & Donati [135] рассчитали радиоизлучение горячего юпитера V830 Tauri b, используя код общего доступа BATS-R-US [136], и оценили необходимое магнитное поле планеты для возможности выхода этого излучения из потока плазмен-

ного ветра родительской звезды. Erkaev et al. [137] смоделировали, комбинируя 1D и 3D расчеты, взаимодействие планетарного течения с замагниченным до-альфвеновским звездным ветром и обнаружили формирование слоя сжатия магнитного поля, который значительно влияет на образование ЭНА и поглощение в линии $Ly\alpha$.

Один из наиболее развитых в настоящее время 3D МГД кодов, адаптированных для горячих экзопланет, реализован на неравномерной декартовой сетке, центрированной на планете. При этом звездный ветер моделируется в локальной расчетной области выбором соответствующих граничных условий, либо эмпирических [138], либо найденных аналитически для спиральной структуры паркерского ветра [139]. При помощи этого кода был рассмотрен ряд магнитных аспектов горячих юпитеров: уменьшение атмосферного истечения планетарным магнитным полем [138], влияние на структуру и интенсивность планетарного течения межпланетного магнитного поля [140, 141] и супер-вспышек [89, 116].

4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНЗИТНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ГОРЯЧЕГО ЮПИТЕРА HD 209458b

Горячий юпитер HD 209458b является наиболее изученной экзопланетой, как наблюдательно, так и теоретически. Его используют как типичный объект в численных исследованиях горячих экзопланет. Родительская звезда похожа на Солнце, что дает основания использовать в анализе солнечный спектр излучения звезды, а также предполагать наличие звездного ветра. В этом разделе мы рассмотрим работы, которые имели цель интерпретировать наблюдательные данные. Эти данные, описанные выше, включают транзитное поглощение в $Ly\alpha$ и в резонансных линиях C, O, Mg, Si, полученные спектрометром STIS на телескопе "Хаббл" в нескольких сеансах наблюдений. Имеются также измерения линии $H\alpha$ наземными телескопами [22].

Сравнивая результаты наблюдений во время и вне транзитов HD 209458b, авторы работы [5] впервые обнаружили падение на 15% интенсивности в высокоскоростном крыле (до 150 км/с) звездной линии $Ly\alpha$, что можно объяснить только наличием ЭНА. Более детальный анализ данных дал меньший и более симметричный профиль поглощения на уровне 6–9% [6–9]. В то же время убедительные данные о сильно несимметричном поглощении в голубом крыле $Ly\alpha$, зарегистрированные для теплого непутона GJ 436b (смотрите ниже) и GJ 3470b, указывают на возможность обнаружения в будущем такого же эффекта и для HD 209458b. Наличие у HD 209458b потоков истекающей плазмы также качественно подтверждается наблюдением в линиях более тяжелых

элементов, таких как углерод, кислород и кремний [18, 142], которые свидетельствуют об их поглощении за полостью Роша при скоростях до 50 км/с [19].

Авторы, обнаружившие поглощение в $\text{Ly}\alpha$ у HD 209458b, также предложили его механизм, связанный с ускорением атомарного водорода расширяющейся верхней атмосферы планеты силой радиационного давления родительской звезды [5, 81, 143]. Согласно предложенной идее, вещество нагретой и раздутой термосферы планеты заполняет полость Роша. При этом, как продемонстрировано в работах [48, 60, 144], частицы должны быстро уходить из полости Роша за счет механизма потерь Джинса. За пределами полости Роша атомы могут эффективно ускоряться радиационным давлением $\text{Ly}\alpha$. Для характерных параметров системы HD 209458b радиационное давление, действующее на атом водорода, в несколько раз превышает звездную гравитацию и способно значительно его ускорить до того, как он будет ионизован XUV фотонами. Вместе с тем в работах [40, 41] было показано, что уходящие планетарные атомы также вступают в реакцию резонансной перезарядки с протонами звездного ветра. Таким образом, оба фактора, и радиационное давление звездного излучения, и перезарядка на звездных протонах, порождают ЭНА, большинство из которых движется с большими скоростями от звезды, что объясняет асимметричное поглощение в синем спектральном крыле линии $\text{Ly}\alpha$. Вместе с тем, существование фракции энергичных частиц, движущихся в направлении к звезде, и способных создавать в ряде случаев поглощение в красном крыле спектральной линии, может быть объяснено только эффектами перезарядки, тогда как радиационное давление всегда ускоряет частицы в направлении от звезды.

Первые расчеты поглощения в линии $\text{Ly}\alpha$, выполненные [7, 19] на основе аэрономного моделирования [69], показали, что раздутая термосфера HD 209458b в пределах полости Роша оказывается достаточно плотной, чтобы создать за счет естественного уширения линии симметричное поглощение до 6.6% в интервале доплеровских скоростей $[-210; -80]$ и $[55; 190]$ км/с. При этом интервал скоростей $[-70; 50]$ км/с подавлен поглощением в межзвездной среде и зашумлен геокорональной эмиссией. К такому же выводу пришли в [71] на основе независимого 1D аэрономного моделирования. Таким образом, поглощение более 7%, преобладающее в синем крыле линии, должно создаваться ЭНА и доплеровского уширения линии за счет атомов, имеющих соответствующие скорости. Это было подтверждено в [111] на основе 2D газодинамического моделирования с учетом звездного ветра и радиационного давления, где также было получено симметричное поглощение $\text{Ly}\alpha$ на уровне 6% в отсутствие звездно-

го ветра, и поглощение до 15% в синем крыле линии в присутствии сильного потока плазмы звездного ветра, примерно на порядок более интенсивного по среднему потоку по сравнению с солнечными значениями. Эффективное образование ЭНА происходило только, когда звездный ветер формировал вокруг планеты компактную головную ударную волну на расстоянии $\sim 4 R_p$.

В работе [111] также впервые было показано, что радиационное давление не дает заметного вклада в ускорение ЭНА и создание наблюдаемого поглощения в линии $\text{Ly}\alpha$ у HD 209458b. Несмотря на то, что давление излучения в принципе способно ускорить уходящие планетарные атомы водорода до скоростей, типичных для наблюдаемых транзитных спектральных характеристик, газодинамическое моделирование обнаружило, что в условиях HD 209458b количество таких ускоренных частиц недостаточно для получения измеримых эффектов. Эффективность ускорения резко уменьшена из-за того, что планетарное течение остается достаточно плотным даже далеко за пределами полости Роша, в результате чего атомы водорода и протоны планетарного происхождения движутся в столкновительном режиме с числом Кнудсена гораздо меньше единицы. Из-за этого радиационный импульс, получаемый атомами водорода, распределяется также и среди гораздо более многочисленных протонов, что значительно уменьшает его суммарный ускоряющий эффект. Кроме того, простые оценки также показывают, что концентрация атомов водорода достаточно высока, чтобы планетарное течение было оптически толстым для $\text{Ly}\alpha$ фотонов. Это приводит к тому, что радиационное давление экранируется и действует лишь как поверхностная сила на границе планетарного потока. При этом давление звездного ветра, также приложенное на контактную границу между планетарным и звездным потоком, для типичных условий оказывается в несколько десятков раз выше радиационного давления. Таким образом, совокупный эффект высокой плотности и степени ионизации планетарного ветра, а также экранировка $\text{Ly}\alpha$ фотонов и гораздо большее воздействие давления звездной плазмы, приводят к тому, что влияние радиационного давления на газодинамическую среду вокруг HD 209458b очень мало, несмотря на то, что его воздействие, рассчитанное на отдельно взятый атом, оказывается весьма значительным (см. также [118]). К аналогичным выводам позднее пришли другие авторы [84, 117, 119].

Помимо $\text{Ly}\alpha$, для HD 209458b было измерено поглощение в резонансных линиях OI, CII, SiIII, MgI, MgII, расположенных в том же ВУФ диапазоне спектра. В нескольких сеансах наблюдений было обнаружено поглощение в OI, CII на уровне 10%. Данные, полученные по другим линиям, имеют менее достоверный характер. Сразу после

обнаружения поглощения в [18] подсчитали, что при солнечном содержании элементов, наблюдаемое поглощение в центре линии OI может быть объяснено присутствием в пределах полости Роша атомов кислорода с плотностью не менее 10^6 см^{-3} . При этом авторы [69], используя 1D аэрономную модель, показали, что такая плотность реалистична как для кислорода, так и углерода. Однако проблема состояла в том, что характерная ширина линий излучения составляет $\pm(25-40) \text{ км/с}$ (профиль мультиплета CII был измерен с достаточным разрешением в работе [142]). Расчеты, выполненные в работе [19], с использованием распределений плотности, полученных в работе [69], дали полное поглощение по профилю линии всего 3.9 и 3.3% для мультиплетов OI и CII соответственно. В обоих случаях поглощение было обусловлено исключительно естественным уширением линии, так как в пределах полости Роша скорость течения и температура планетарного вещества остаются относительно малыми. Практически такой же результат получен для OI в [71] на основе 1D гидростатической модели. Для объяснения обнаруженного несоответствия в [19] предположили преимущественный нагрев более тяжелых частиц внутри полости Роша до эффективной температуры в 10 раз больше для кислорода и в 5 раз больше для углерода, чем для водорода. Однако существование такой большой разницы температур вряд ли возможно для всей популяции частиц, главным образом потому, что плотность водорода внутри полости Роша выше 10^7 см^{-3} , и плазма является сильно столкновительной. Опираясь на предположение работы [66], что достаточное уширение линий кислорода может быть достигнуто, если к тепловому движению атомов добавить среднюю скорость около 10 км/с, в работе [71] увеличили поглощение до 5.8–7.2%, добавив к статическому решению радиальную скорость 10–30 км/с. В [71] был также исследован ряд других факторов, включая спорадические горячие точки на звездном диске, потемнение или осветление лимба, сверхсолнечное содержание элементов и положение фронта диссоциации H_2/H . Однако ни один из рассмотренных эффектов не смог обеспечить увеличение глубины транзита OI до наблюдаемых значений, сравнимых с поглощением $\text{Lu}\alpha$ или превышающих его. Дополнительные вычисления для линии CII, основанные на той же модели, привели к поглощению 5.2% [99].

Таким образом, одномерные газодинамические модели в целом не позволили найти разумных условий, в которых моделируемые поглощения в линиях OI, CII окажутся сопоставимы с данными наблюдений. Если поглощение в $\text{Lu}\alpha$ можно объяснить естественным уширением линий с достаточно большим числом частиц водорода внутри полости Роша, то плотность более тя-

желых частиц для этого слишком мала, а типичная температура 10000 К слишком низка, чтобы создать доплеровское уширение порядка $\pm 40 \text{ км/с}$.

Разрешить стоящее противоречие позволили 2D и позднее 3D модели. Только они позволяют рассчитать движение планетарного вещества за пределами полости Роша, где оно, с одной стороны, захватывается притяжением звезды, а с другой, закручивается силой Кориолиса для сохранения вращательного момента. 2D осесимметричная модель с приливно-захваченной геометрией [110, 111] не учитывает силу Кориолиса, но позволяет рассчитать эффект ускорения планетарного вещества гравитацией звезды за полостью Роша, а также его взаимодействие со звездной плазмой. Ее применение показало, что глубина транзита на уровне около 10% для линий OI и CII может быть воспроизведена при солнечном содержании этих элементов в атмосфере HD 209458b [110]. Планетарное водородное течение оказывается достаточно столкновительным, чтобы увлекать более тяжелые элементы. За пределами полости Роша планетарное вещество дополнительно ускоряется приливными силами до скоростей в несколько десятков км/с, достаточными для доплеровского резонансного поглощения в линиях OI и CII.

Тем не менее применимость 2D осесимметричной геометрии ограничена относительно близкой областью вокруг планеты. Из-за силы Кориолиса в неинерциальной системе отсчета планеты, действующей таким образом, чтобы выполнялся закон сохранения орбитального момента, приливное ускорение планетарного вещества за пределами Роша ограничено по величине. В работе [145] впервые поглощение в линиях OI и CII было смоделировано 3D глобальным газодинамическим кодом, включая взаимодействие со звездным ветром. Было подтверждено транзитное поглощение в резонансных линиях HI, OI и CII на уровне 7–10% при типичном солнечном содержании элементов. В условиях 3D геометрии скорости движения истекающего планетарного вещества оказались меньше, чем в 2D модели, но все равно достаточными для доплеровского резонансного поглощения в пределах типичной ширины рассматриваемых линий $\pm 40 \text{ км/с}$.

5. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНЗИТНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ТЕПЛОГО НЕПТУНА GJ 436b

Для GJ 436b, открытой в 2004 г., сделано существенно меньше транзитных измерений. Однако поглощение в линии $\text{Lu}\alpha$, зарегистрированное в трех независимых сеансах наблюдений [13, 16, 82], оказалось настолько значительным, что вызвало особый интерес в научных кругах, открыв новые возможности как для наблюдений, так и

для численного моделирования. Если для HD 209458b поглощение в линии $\text{Ly}\alpha$ на уровне 10% соответствовало поглощающей области около 3 радиусов планеты, то для GJ 436b при зарегистрированном поглощении до 60% это соответствует более $10 R_p$. Важными особенностями при этом является, во-первых, то, что эффективная поглощающая область для GJ 436b заведомо превышает полость Роша этой планеты, а во-вторых, что поглощение существенно асимметрично и в основном сосредоточено на голубом крыле линии в диапазоне скоростей $[-120; -40]$ км/с. Кроме того, большая величина поглощения означает большое соотношение сигнал/шум, что позволило измерить с хорошим качеством транзитную кривую в линии $\text{Ly}\alpha$ [16, 82]. Измеренная кривая обнаружила раннее и резкое начало поглощения примерно за два часа до середины транзита. Это соответствует тому, что граница области поглощения расположена впереди планеты на расстоянии примерно 30 радиусов вдоль ее орбиты. Посттранзитная фаза у GJ 436b длится 5–8 ч, что свидетельствует о наличии протяженного хвоста за планетой, растянутого на значительную часть ее орбиты. Таким образом, наблюдательные данные GJ 436b не только впервые однозначно свидетельствуют о наличии вокруг горячей экзопланеты протяженной частично-ионизованной плазмосферы, сопоставимой по размерам с диском звезды и даже с орбитой планеты, но и ставят перед численным моделированием задачу интерпретации одновременно и пространственных, и временных, и спектральных характеристик явления. Помимо $\text{Ly}\alpha$, для GJ 436b были сделаны транзитные измерения в линиях CII и SiIII [147], в линии H α [148], которые показали отсутствие поглощения (см. также [149]).

В работе [147] впервые было проведено 1D аэрономическое моделирование GJ 436b. Оно показало, что экзосфера этого теплого непуна простирается очень далеко от планеты (десятки R_p). При этом скорость течения ниже 10 км/с, а максимальная температура термосферы не превышает 5000 К, что следует ожидать для относительно слабого излучения родительской звезды, М-карлика GJ 436. Из-за такой низкой температуры молекулы водорода не полностью диссоциируют даже на расстоянии в несколько R_p , а точка ионизации атома водорода находится на расстоянии более $10 R_p$. Потеря массы планетой составляет примерно $\sim 3 \times 10^9$ г/с. Впоследствии эти и другие особенности были подтверждены в 3D аэрономическом моделировании [93].

Первая работа, в которой была предпринята попытка интерпретации поглощения в линии $\text{Ly}\alpha$, основывалась на моделировании кинетическим методом Монте-Карло (численный код “EVAporating Exoplanet code”) с учетом радиаци-

онного давления и процесса перезарядки [82]. Транзитная кривая моделировалась в работах [15, 16]. Для объяснения раннего и резкого начала транзита в рамках данного подхода привлекался механизм ускорения частиц радиационным давлением, тогда как для длительной посттранзитной фазы – взаимодействие со звездным ветром и образование ЭНА. Однако параметры планетарного течения, необходимые для модели в качестве входных данных, чтобы получить хорошее соответствие между расчетами и наблюдениями, оказались в прямом противоречии с аэрономными газодинамическими моделями. В частности, потребовалась скорость течения 70 км/с при общей скорости потери массы $\sim 3 \times 10^8$ г/с. Для объяснения столь высокой скорости истечения планетарной атмосферы авторы работы [15] предположили наличие нагрева и ускорения альфвеновскими волнами. В работе [84] также использовалась модель на основе Монте-Карло кода, однако был получен другой вывод – транзитное поглощение в $\text{Ly}\alpha$ образуется исключительно за счет перезарядки на протонах, а эффект радиационного давления не значителен.

Комплексное и самосогласованное 3D моделирование верхней атмосферы теплого непуна GJ 436b и его взаимодействия с плазменным ветром родительской звезды в широком диапазоне параметров системы было впервые реализовано в [118]. В частности, использовался спектр излучения 1–100 нм, характерный для красных карликов, но при этом варьировались интенсивность ионизирующей радиации звезды (от 0.2 до 6 эрг cm^{-2} s^{-1} на расстоянии 1 а.е.), содержание гелия в атмосфере планеты (от 0 до 2 относительно водорода), температура нижней атмосферы (от 500 до 1000 К), скорость звездного ветра (от 50 до 2000 км/с), интенсивность ветра (от 0.01 до 1 относительно потока массы в солнечном ветре). Для расчета радиационного давления решалась задача переноса звездной линии излучения $\text{Ly}\alpha$ с учетом его поглощения в облаке планетарного водорода в зависимости от длины волны. Проведенные исследования позволили однозначно показать, что в наблюдаемом поглощении линии $\text{Ly}\alpha$ радиационное ускорение атомов дает несущественный вклад, около 5%. Значительный эффект радиационного давления появляется лишь при увеличении интенсивности звездного излучения в $\text{Ly}\alpha$ в десятки раз, что противоречит прямым измерениям для этой звезды.

В [118] также показано, что при ожидаемом уровне ионизирующей радиации атмосфера испытывает сверхзвуковое истечение и в столкновении со звездным ветром формирует головную ударную волну. Исследованы различные режимы формирования ударной волны (число Маха варьируется от 1 до 10 за счет увеличения скорости

звездного ветра). Определено, в какой степени варьируется от давления и скорости звездного ветра расстояние от ударной волны до планеты, ее наклон относительно орбиты, степень нагрева в ударном слое, наклон планетарного хвоста относительно орбиты. Установлено, что эти характеристики могут значительно меняться для данной системы в пределах предполагаемой переменности звездного ветра. Исследовано также транзитное поглощение в линии $\text{Lu}\alpha$ и обнаружено, что оно в основном создается ЭНА в переходном слое между головной ударной волной и ионопаузой. Это показывает, что кинетический метод Монте-Карло расчета траекторий частиц, исходящий из предположения, что нейтральные атомы водорода, будучи запущены с границы планетарного препятствия, одинаково взаимодействуют с протонами звездного ветра по всему внешнему объему, принципиально неадекватен для данной задачи, поскольку не может учесть образование ударного слоя сжатия. Моделируемое поглощение хорошо согласуется с наблюдениями и подтверждается такими особенностями, как сильная асимметрия между синим и красным крылом профиля поглощенной $\text{Lu}\alpha$ линии, глубина транзита в высокоскоростной части синего крыла, достигающая более 70%, и время раннего ингресса, связанного с границей ударной волны и начинающегося задолго до фотометрического транзита. С другой стороны, модель создает значительно более глубокий и более длинный выход из $\text{Lu}\alpha$ транзита, чем в наблюдениях, что указывает на существование других, до сих пор не учтенных процессов и факторов, влияющих на взаимодействие покидающего планету вещества и звездного ветра. В связи с этим рассмотрено несколько процессов и механизмов, которые могут уменьшить длительность фазы выхода из транзита. Это (1) собственное вращение планеты, если она не является приливно захваченной, приводящее к дополнительному закручиванию планетарного течения; (2) увеличенное содержание гелия в атмосфере; (3) высокий уровень ионизирующего излучения звезды; (4) высокая скорость звездного ветра. Для последнего случая было показано, что при скоростях более 1000 км/с выход из транзита действительно согласуется с наблюдениями, но при этом с наблюдениями не согласуется начало транзита, которое перестает быть достаточно ранним. Одна из гипотез для решения данного противоречия состоит в действии магнитного поля планеты и звездного ветра. Возможность такого сценария была недавно подтверждена в 3D моделировании планетарного течения с учетом магнитных полей планеты и звезды [140].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численное моделирование горячих экзопланет является относительно новым, но уже самостоятельным направлением в планетологии [156]. За период 2004–2019 гг. сделан значительный качественный скачок в понимании этих новых для астрофизики объектов. Существующие модели позволяют давать количественную интерпретацию отдельным наблюдениям как для определенных экзопланет, так и по всем имеющимся данным измерений в различных линиях различных элементов. Увеличение точности и повторяемости измерений позволит в дальнейшем на основе численного моделирования и сравнения с наблюдениями определить состав верхних атмосфер горячих экзопланет, а измерение вариаций в поглощении линий в последовательности транзитов открывает возможности для обнаружения динамических изменений в плазменном ветре их родительских звезд.

В то же время существует ряд аспектов и направлений, которые остаются недостаточно интегрированными в имеющиеся модели. В первую очередь это касается магнитных полей планеты и звезды. Несмотря на отдельные работы, в которых данные элементы присутствуют, систематическое изучение влияния магнитных полей на интерпретацию конкретных наблюдений, например HD 209458b или GJ 436b, еще не было реализовано. Также остается нерешенным вопрос о возможности генерации и наблюдения радиоизлучения экзопланет, в частности, горячих юпитеров в условиях интенсивного планетарного ветра [150].

Второе направление, требующее дальнейшего развития, заключается в интеграции между моделями верхних атмосфер горячих экзопланет, рассмотренных в данном обзоре, с так называемыми моделями глобальной циркуляции (global circulation models, GCM) собственно атмосферы (более нижних слоев этих же горячих экзопланет, например, [151, 152]). GCM, как и модели истечения верхних атмосфер, основаны на поглощении радиации, как источнике энергии, обуславливающим движение атмосферных течений. Если в первом случае это в основном видимое и инфракрасное излучение, то во втором — ионизирующее коротковолновое излучение. Более глобальный подход в моделировании атмосферного ветра планет должен опираться на результаты GCM, используя их распределения температуры и различных элементов в верхней атмосфере как входные данные для своей нижней границы моделирования.

Третье направление связано с моделированием системы звезда–горячая экзопланета во времени, на протяжении десятков и сотен орбитальных периодов. Это необходимо для понимания

процесса формирования вокруг звезды вторичного аккреционного тора за счет вещества, теряемого атмосферой экзопланеты. Такой сценарий представляет собой в настоящее время одну из актуальных, но совершенно неизученных проблем. В работе [153] впервые сделана попытка на основе статистического анализа имеющихся наблюдательных данных обнаружить системы с большим количеством вещества, частично затеняющего излучение звезды. В работе [154] впервые реализовано 3D МГД численное моделирование динамики накопления вещества такого вторичного тора на масштабе времени порядка сотни орбит. Кроме того, в 2019 г. был впервые обнаружен теплый газовый гигант с экстремально низкой плотностью $\sim 0.1 \text{ г/см}^3$ [155]. Это указывает, что вскоре будет обнаружено большое количество экзопланет, находящихся на стадии интенсивного испарения, вещество которых заполняет всю систему. При этом изучение долговременной динамики таких объектов требует новых подходов как в теоретическом анализе, так и численном моделировании.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Обзор подготовлен при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-12-50043. Результаты авторов, изложенные в статье, получены в рамках проектов РНФ-18-12-00080 и РФФИ 20-02-00520-а, 16-52-14006-анф.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *N. Madhusudhan, M. J. I. Agúndez, Moses, and Y. Hu*, Space Sci. Rev. **205**, 1 (2016).
2. *J. K. Barstow, S. Aigrain, P. G. Irwin, and D. K. Sing*, Astrophys. J. **834**, 1 (2016).
3. *M. Brogi and M. R. Line*, Astron. J. **157**, 3 (2019).
4. *D. Shulyak, M. Rengel, A. Reiners, U. Seemann, and F. Yan*, Astron. and Astrophys. **629**, A109 (2019).
5. *A. Vidal-Madjar, A. L. Des Etangs, J. M. Désert, G. E. Bal- lester, R. Ferlet, G. Hébrard, M. Mayor*, Nature **422**, 6928 (2003).
6. *L. Ben-Jaffel*, Astrophys. J. Lett. **671**, 1 (2007).
7. *L. Ben-Jaffel*, Astrophys. J. **688**, 2 (2008).
8. *A. Vidal-Madjar, A. L. Des Etangs, J. M. Désert, G. E. Bal- lester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor*, Astrophys. J. Lett. **676**, 1 (2008).
9. *D. Ehrenreich, A. L. Des Etangs, G. J. M. Hébrard, Désert, A. Vidal-Madjar, J. C. McConnell, and R. Fer- let*, Astron. and Astrophys. **483**, 3 (2008).
10. *A. L. Des Etangs, D. Ehrenreich, A. Vidal-Madjar, G. E. Bal- lester, J. M. Désert, R. Ferlet, G. Hébrard, D. K. Sing, K.- O. Tchakoumegni, and S. Udry*, Astron. and Astrophys. **514**, (2010).
11. *V. Bourrier and A. L. des Etangs*, Astron. and Astrophys. **557**, A124 (2013).
12. *D. Ehrenreich, V. Bourrier, X. Bonfils, A. L. des Etangs, et al.*, Astron. and Astrophys. **547**, A18 (2012).
13. *J. R. Kulow, K. France, J. Linsky, and R. P. Loyd*, Astro- phys. J. **786**, 2 (2014).
14. *V. Bourrier, D. Ehrenreich, and A. L. Des Etangs*, Astron. and Astrophys. **582**, A65 (2015).
15. *V. Bourrier, A. L. des Etangs, D. Ehrenreich, Y. A. Tana- ka, and A. A. Vidotto*, Astron. and Astrophys. **591**, A121 (2016).
16. *B. Lavie, D. Ehrenreich, V. Bourrier, A. Lecavelier des Etangs, et al.*, Astron. and Astrophys. **605**, L7 (2017).
17. *V. Bourrier, A. Lecavelier des Etangs, D. Ehrenreich, J. Sanz-Forcada, et al.*, Astron. and Astrophys. **620**, A147 (2018).
18. *A. Vidal-Madjar, J.-M. Désert, A. Lecavelier des Etangs, G. Hébrard, et al.*, Astrophys. J. Lett. **604**, 1 (2004).
19. *L. Ben-Jaffel and S. S. Hosseini*, Astrophys. J. **709**, 2 (2010).
20. *D. Christie, P. Arras, and Z. Y. Li*, Astrophys. J. **772**, 2 (2013).
21. *D. Christie, P. Arras, and Z. Y. Li*, Astrophys. J. **820**, 1 (2016).
22. *A. G. Jensen, S. Redfield, M. Endl, W. D. Cochran, L. Koesterke, and T. Barman*, Astrophys. J. **751**, 2 (2012).
23. *P. W. Cauley, S. Redfield, A. G. Jensen, and T. Barman*, Astron. J. **152**, 1 (2016).
24. *A. García Muñoz and P. C. Schneider*, Astrophys. J. **884** (2019).
25. *N. Casasayas-Barris, E. Palle, F. Yan, G. Chen, et al.*, Astron. and Astrophys. **628**, A9 (2019).
26. *A. Oklopčić, C. M. Hirata*, Astrophys. J. Lett. **855**, 1 (2018).
27. *R. Allart, V. Bourrier, C. Lovis, D. Ehrenreich, et al.*, Sci- ence **362**, 6421 (2018).
28. *J. J. Spake, D. K. Sing, T. M. Evans, A. Oklopčić, et al.*, Nature **557**, 7703 (2018).
29. *M. Lampón, M. López-Puertas, L. M. Lara, A. Sánchez- López, et al.*, Astron. and Astrophys. **636**, A13 (2020).
30. *J. P. Ninan, G. Stefansson, S. Mahadevan, C. Bender, et al.*, Astrophys. J. **894**, 2 (2020).
31. *E. Palle, L. Nortmann, N. Casasayas-Barris, M. Lam- pón, et al.*, Astron. and Astrophys. **638**, A61 (2020).
32. *H. Lammer, A. Stökl, N. V. Erkaev, E. A. Dorfi, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **439**, 4 (2014).
33. *F. Tian, O. B. Toon, A. A. Pavlov, H. De Sterck*, Science **308**, 5724 (2005a).
34. *A. L. Des Etangs*, Astron. and Astrophys. **461**, 3 (2007).
35. *M. Leitzinger, P. Odert, Yu. N. Kulikov, H. Lammer, et al.*, Planetary and Space Sci. **59**, 13 (2011).
36. *J. E. Owen and A. P. Jackson*, Monthly Not. Roy. As- tron. Soc. **425**, 4 (2012).
37. *N. V. Erkaev, H. Lammer, P. Odert, Y. N. Kulikov, et al.*, Astrobiology **13**, 11 (2013).
38. *J. E. Owen and Y. Wu*, Astrophys. J. **775**, 2 (2013).
39. *F. Tian, S. Ida*, Nature GeoScience **8**, 3 (2015).
40. *M. Holmström, A. Ekenbäck, F. Selsis, T. Penz, H. Lam- mer, and P. Wurz*, Nature **451**, 7181 (2008).

41. *A. Ekenbäck, M. Holmström, P. Wurz, J. M. Grießmeier, H. Lammer, F. Selsis, and T. Penz*, *Astrophys. J.* **709**, 2 (2010).
42. *H. Lammer, K. G. Kislyakova, M. Holmström, M. L. Khodachenko, and J. M. Grießmeier*, *Astrophys. and Space Sci.* **335**, 1 (2011).
43. *V. I. Shematovich*, *Solar System Research* **46**, 6 (2012).
44. *E. J. Öpik and S. F. Singer*, *The physics of fluids* **4**, 2 (1961).
45. *J. W. Chamberlain*, *Planetary and Space Sci.* **11**, 8 (1963).
46. *N. Terada, Y. N. Kulikov, H. Lammer, H. I. Lichtenegger, T. Tanaka, H. Shinagawa, and T. Zhang*, *Astrobiology* **9**, 1 (2009).
47. *H. I. M. Lichtenegger, H. Lammer, J.-M. Grießmeier, Yu. N. Kulikov, P. von Paris, W. Hausleitner, S. Krauss, and H. Rauer*, *Icarus* **210**, 1 (2010).
48. *M. L. Khodachenko, I. Ribas, H. Lammer, J.-M. Grießmeier, et al.*, *Astrobiology* **7**, 1 (2007a).
49. *M. L. Khodachenko, H. Lammer, H. I. M. Lichtenegger, D. Langmayr, et al.*, *Planetary and Space Sci.* **55**, 5 (2007b).
50. *K. G. Kislyakova, H. Lammer, M. Holmström, M. Panchenko, et al.*, *Astrobiology* **13**, 11 (2013).
51. *E. N. Parker*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **8**, 177 (1963).
52. *A. N. Volkov, R. E. Johnson, O. J. Tucker, and J. T. Erwin*, *Astrophys. J. Lett.* **729**, 2 (2011).
53. *E. N. Parker*, *Astrophys. J.* **139**, 690 (1964).
54. *R. Keppens and J. P. Goedbloed*, *Astron. and Astrophys.* **343**, 251 (1999).
55. *S. T. Suess, A. K. Richter, C. R. Winge, and S. F. Nerney*, *Astrophys. J.* **217** (1977).
56. *C. P. Johnstone, M. Güdel, T. Lüftinger, G. Toth, and I. Brott*, *Astron. and Astrophys.* **577**, A27 (2015).
57. *A. J. Watson, T. M. Donahue, and J. C. Walker*, *Icarus* **48** (1981).
58. *H. Lammer, F. Selsis, I. Ribas, E. F. Guinan, S. J. Bauer, and W. W. Weiss*, *Astrophys. J. Lett.* **598**, 2 (2003).
59. *N. V. Erkaev, Y. N. Kulikov, H. Lammer, F. Selsis, D. Langmayr, G. F. Jaritz, & H. K. Biernat*, *Astron. and Astrophys.* **472**, 1 (2007).
60. *H. Lammer, P. Odert, M. Leitzinger, M. L. Khodachenko, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **506**, 1 (2009).
61. *C. Cecchi-Pestellini, A. Ciaravella, G. Micela, and T. Penz*, *Astron. and Astrophys.* **496**, 3 (2009).
62. *V. I. Shematovich, D. E. Ionov, and H. Lammer*, *Astron. and Astrophys.* **571**, A94 (2014).
63. *E. Chassefière*, *Icarus* **124**, 2 (1996).
64. *R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray*, *Astrophys. J.* **693**, 1 (2009).
65. *R. V. Yelle*, *Icarus* **170**, 1 (2004).
66. *F. Tian, O. B. Toon, A. A. Pavlov, and H. De Sterck*, *Astrophys. J.* **621**, 2 (2005).
67. *F. Tian, J. F. Kasting, H. L. Liu and R. G. Roble*, *Journal of Geophysical Research: Planets* **113**, E5 (2008).
68. *T. Penz, N. V. Erkaev, Yu. N. Kulikov, D. Langmayr, et al.*, *Planetary and Space Sci.* **56**, 9 (2008).
69. *A. G. Muñoz*, *Planetary and Space Sci.* **55**, 10 (2007).
70. *T. T. Koskinen, A. D. Aylward, and S. Miller*, *Nature* **450**, 7171 (2007).
71. *T. T. Koskinen, R. V. Yelle, P. Lavvas, and N. K. Lewis*, *Astrophys. J.* **723**, 1 (2010).
72. *T. T. Koskinen, M. J. Harris, R. V. Yelle, and P. Lavvas*, *Icarus* **226**, 2 (2013).
73. *J. H. Guo*, *Astrophys. J.* **733**, 2 (2011).
74. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, Yu. L. Sasunov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, and N. V. Erkaev*, *Astrophys. J.* **795**, 2 (2014).
75. *M. Salz, S. Czesla, P. C. Schneider, and J. H. M. M. Schmitt*, *Astron. and Astrophys.* **586**, A75 (2016).
76. *D. Kubyschkina, L. Fossati, N. V. Erkaev, P. E. Cubillos, C. P. Johnstone, K. G. Kislyakova, H. Lammer, M. Lendl, and P. Odert*, *Astrophys. J. Lett.* **866**, 2 (2018).
77. *M. L. Khodachenko, I. I. Alexeev, E. S. Belenkaya, and H. Lammer*, *EAS Publications Ser.* **58** (2012).
78. *P. Wurz and H. Lammer*, *Icarus* **164**, 1 (2003).
79. *V. I. Shematovich*, *Solar System Research* **38**, 1 (2004).
80. *E. Kallio, J. Y. Chaufray, R. Modolo, D. Snowden, R. Winglee*, *Space Sci. Rev.* **162**, 267 (2011).
81. *A. L. Des Etangs, A. Vidal-Madjar, and J. M. Desert*, *Nature* **456** 7219 (2008).
82. *D. Ehrenreich, V. Bourrier, P. J. Wheatley, A. Lecavelier des Etangs, et al.*, *Nature* **522**, 7557 (2015).
83. *K. G. Kislyakova, M. Holmström, H. Lammer, P. Odert, and M. L. Khodachenko*, *Science* **346**, 6212 (2014).
84. *K. G. Kislyakova, M. Holmström, P. Odert, H. Lammer, N. V. Erkaev, M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, E. Dorfi and M. Güdel*, *Astron. and Astrophys.* **623**, A131 (2019).
85. *A. L. des Etangs, V. Bourrier, P. J. Wheatley, H. Dupuy, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **543**, L4 (2012).
86. *G. B. Trammell, P. Arras, and Z. Y. Li*, *Astrophys. J.* **728**, 2 (2011).
87. *D. E. Ionov, V. I. Shematovich, and Ya. N. Pavlyuchenkov*, *Astronomy Reports* **61**, (2017).
88. *D. E. Ionov, Y. N. Pavlyuchenkov, and V. I. Shematovich*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **476**, (2018).
89. *D. V. Bisikalo, A. A. Cherenkov, V. I. Shematovich, L. Fossati, and C. Möstl*, *Astronomy Reports* **62**, (2018).
90. *D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, A. A. Cherenkov, L. Fossati, and C. Möstl*, *Astrophysical Journal.* **869**, 2 (2018).
91. *S. Miller, T. Stallard, H. Melin, J. Tennyson*, *Faraday discussions* **147**, (2010).
92. *T. T. Koskinen, A. D. Aylward, C. G. A. Smith and S. Miller*, *Astrophys. J.* **661**, 1 (2007).
93. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 4 (2018).
94. *T. Grassi, S. Bovino, D. R. G. Schleicher, J. Prieto, D. Seifried, E. Simoncini, F. A. Gianturco*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **439**, 3 (2014).
95. *C. P. Johnstone, M. Güdel, H. Lammer, and K. G. Kislyakova*, *Astron. and Astrophys.* **617**, A107 (2018).
96. *G. J. Ferland, K. T. Korista, D. A. Verner, J. W. Ferguson, J. B. Kingdon, and E. M. Verner*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **110**, 749 (1998).

97. *M. Salz, R. Banerjee, A. Mignone, P. C. Schneider, S. Czesla, and J. H. M. M. Schmitt*, *Astron. and Astrophys.* **576**, A21 (2015).
98. *J. D. Turner, E. J. W. de Mooij, R. Jayawardhana, M. E. Young, L. Fossati, T. Koskinen, J. D. Lothringer, R. Karjalainen and M. Karjalainen*, *Astrophys. J. Lett.* **888**, 1 (2020).
99. *V. I. Shematovich*, *Sol. Syst. Res.* **44**, (2010).
100. *V. I. Shematovich, D. E. Ionov, and H. Lammer*, *Astron. and Astrophys.* **571**, A94 (2014).
101. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and D. E. Ionov*, *Astrophys. and Space Sci. Library* **411**, 105 (2015).
102. *R. E. Johnson, M. R. Combi, J. L. Fox, W.-H. Ip, F. Leblanc, M. A. McGrath, V. I. Shematovich, D. F. Strobel, J. H. Waite Jr.*, *Space Sci. Rev.* **139**, 1 (2008).
103. *D. V. Bisikalo and V. I. Shematovich*, *Astronomy Reports* **59**, 9 (2015).
104. *T. T. Koskinen, R. V. Yelle, M. J. Harris and P. Lavvas*, *Icarus* **226**, 2 (2013).
105. *A. A. Vidotto, M. Jardine, and C. Helling*, *Astrophys. J. Lett.* **722**, 2 (2010).
106. *J. M. Stone and D. Proga*, *Astrophys. J.* **694**, 1 (2009).
107. *J. H. Guo*, *Astrophys. J.* **766**, 2 (2013).
108. *P. Tremblin and E. Chiang*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **428**, 3 (2013).
109. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al.*, *Astrophys. J.* **832**, 2 (2016).
110. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, L. Fossati, et al.*, *Astrophys. J.* **866**, 1 (2018).
111. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al.*, *Astrophys. J.* **847**, 2 (2017).
112. *D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, D. E. Ionov, V. I. Shematovich, H. Lammer, and L. Fossati*, *Astrophys. J.* **764**, 19 (2013).
113. *D. V. Bisikalo, P. V. Kaigorodov, D. E. Ionov, and V. I. Shematovich*, *Astronomy Reports* **57**, (2013).
114. *A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaigorodov*, *Astronomy Reports* **58**, 10 (2014).
115. *A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, L. Fossati, and C. Möstl*, *Astrophys. J.* **846**, 1 (2017).
116. *A. A. Cherenkov, I. F. Shaikhislamov, D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, L. Fossati, and C. Möstl*, *Astronomy Reports* **63**, 2 (2019).
117. *A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 1 (2018).
118. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, M. S. Rumenskikh, K. G. Kislyakova and N. K. Dwivedi*, *Astrophys. J.* **885**, 1 (2019).
119. *A. Debrecht, J. Carroll-Nellenback, A. Frank, E. G. Blackman, L. Fossati, J. McCann, and R. Murray-Clay*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **493**, 1 (2020).
120. *A. Tripathi, K. M. Kratter, R. A. Murray-Clay, and M. R. Krumholz*, *Astrophys. J.* **808**, 2 (2015).
121. *H. Lammer, H. I. M. Lichtenegger, Yu. N. Kulikov, J.-M. Grießmeier, et al.*, *Astrobiology* **7**, 1 (2007).
122. *L. Mestel*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **138**, 3 (1968).
123. *I. I. Alexeev, E. S. Belenkaya, S. Y. Bobrovnikov, and V. V. Kalegaev*, *Space Sci. Rev.* **107**, 1–2 (2003).
124. *I. I. Alexeev, E. S. Belenkaya, J. A. Slavin, H. Korth, B. J. Anderson, D. N. Baker, S. A. Boardsen, C. L. Johnson, M. E. Purucker, M. Sarantos, S. C. Solomon*, *Icarus* **209**, 1 (2010).
125. *E. S. Belenkaya, S. Y. Bobrovnikov, I. I. Alexeev, V. V. Kalegaev, S. W. H. Cowley*, *Planetary and Space Sci.* **53**, 9 (2005).
126. *G. B. Trammell, Z. Y. Li, P. Arras*, *Astrophys. J.* **788**, 2 (2014).
127. *J. E. Owen, F. C. Adams*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **444**, 4 (2014).
128. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, and P. A. Prokopov*, *Astrophys. J.* **813**, 1 (2015).
129. *P. Zarka*, *Planetary and Space Sci.* **55**, 5 (2007).
130. *J. M. Grießmeier, P. Zarka, and H. Spreuw*, *Astron. and Astrophys.* **475**, 1 (2007).
131. *C. Weber, H. Lammer, I. F. Shaikhislamov, J. M. Chadney, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **469**, 3 (2017).
132. *A. Mignone, G. Bodo, S. Massaglia, T. Matsakos, O. Teșileanu, C. Zanni, and A. Ferrari*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **170**, 1 (2007).
133. *T. Matsakos, A. Uribe, and A. Königl*, *Astron. and Astrophys.* **578**, A6 (2015).
134. *S. Daley-Yates and I. R. Stevens*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **483**, 2 (2019).
135. *A. A. Vidotto and J. F. Donati*, *Astron. and Astrophys.* **602**, A39 (2017).
136. *G. Tótha, B. der Holst, I. V. Sokolov, D. L. De Zeeuw, et al.*, *J. Comp. Phys.* **231**, 3 (2012).
137. *N. V. Erkaev, P. Odert, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **470**, 4 (2017).
138. *A. S. Arakcheev, A. G. Zhilkin, P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev*, *Astronomy Reports* **61**, 11 (2017).
139. *A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo*, *INASR.* **3**, (2019).
140. *A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo*, *Astronomy Reports* **63**, 7 (2019).
141. *A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaygorodov*, *Astronomy Reports* **64**, 3 (2020).
142. *J. L. Linsky, H. Yang, K. France, C. S. Froning, J. C. Green, J. T. Stocke, and S. N. Osterman*, *Astrophys. J.* **717**, 2 (2010).
143. *A. Etangs, A. Vidal-Madjar, J. C. McConnell, and G. Hébrard*, *Astron. and Astrophys.* **418**, L1 (2004).
144. *N. V. Erkaev, T. Penz, H. Lammer, H. I. M. Lichtenegger, H. K. Biernat, P. Wurz, J.-M. Grießmeier, and W. W. Weiss*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **157**, 2 (2005).
145. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **491**, 3 (2020).
146. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, T. Al-Ubaidi, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh*, in *European Planetary Science Congress 2018, EPSC2018-151* (2018).
147. *R. P. Loyd, T. T. Koskinen, K. France, C. Schneider, and S. Redfield*, *Astrophys. J. Lett.* **834**, 2 (2017).
148. *P. W. Cauley, S. Redfield, and A. G. Jensen*, *Astron. J.* **153**, 2 (2017).

149. *L. A. dos Santos, D. Ehrenreich, V. Bourrier, A. Lecavelier des Etangs, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **629**, A47 (2019).
150. *C. Weber, N. V. Erkaev, V. A. Ivanov, P. Odert, J.-M. Grießmeier, L. Fossati, H. Lammer, and H. O. Rucker*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **480**, 3 (2018).
151. *K. Heng and A. P. Showman*, *Ann. Rev. Earth and Planetary Sci.* **43**, (2015).
152. *T. D. Komacek and A. P. Showman*, *Astrophys. J.* **821**, 1 (2016).
153. *C. A. Haswell, D. Staab, J. R. Barnes, G. Anglada-Escudé, L. Fossati, J. S. Jenkins, A. J. Norton, J. P. J. Doherty, J. Cooper*, *Nature Astronomy* **4**, (2020).
154. *A. Debrecht, J. Carroll-Nellenback, A. Frank, L. Fossati, E. G. Blackman, and I. Dobbs-Dixon*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **478**, 2 (2018).
155. *A. Santerne, L. Malavolta, M. R. Kosiarek, F. Dai, et al.*, preprint arXiv:1911.07355, (2019).
156. *D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, and V. I. Shematovich*, *Oxford Research Encyclopedia of Planetary Science* (2019).

УДК 533.9

ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВРАЩЕНИЯ ДЖЕТОВ ИЗ МОЛОДЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ АЗИМУТАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ОСЕВОГО СТРУЙНОГО ВЫБРОСА НА УСТАНОВКЕ ПФ-3

© 2021 г. В. И. Крауз^{1,*}, К. Н. Митрофанов^{2,**}, А. М. Харрасов¹, И. В. Ильичев¹,
В. В. Мялтон¹, С. С. Ананьев¹, В. С. Бескин^{3,4,***}

¹ Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

² АО “ГНЦ РФ ТРИНИТИ”, Троицк, Россия

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

⁴ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

*E-mail: krauz_yi@nrcki.ru

**E-mail: mitrofan@triniti.ru

***E-mail: beskin@lpi.ru

Поступила в редакцию 05.08.2020 г.

После доработки 18.08.2020 г.

Принята к публикации 30.08.2020 г.

В работе представлены результаты экспериментов по исследованию особенностей динамики и внутренней структуры осевого плазменного выброса на установке ПФ-3. Проведены измерения азимутального распределения тороидального магнитного поля $B_\phi(\varphi)$. Совместный анализ экспериментальной базы полученных распределений $B_\phi(\varphi)$ и данных оптической регистрации свечения плазмы потока показал, что одновременно может проследиваться два типа движения: азимутальное вращение отдельных частей плазменного потока и смещение области протекания центрального тока относительно оси пролетной камеры установки. Сделана оценка угловой скорости вращения плазмы по данным магнитных измерений и скоростной оптической фоторегистрации. Выявлены некоторые особенности протекания токов в головной и хвостовой части потока. Показано, что полученные результаты находятся в соответствии с МГД теорией струйных выбросов из молодых звезд.

DOI: 10.31857/S0004629921010023

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия наблюдается всплеск интереса к лабораторному моделированию астрофизических джетов [1]. Это обусловлено появлением новых экспериментальных возможностей, связанных с развитием мощных установок, в которых достигается высокая плотность энергии. Прежде всего это мощные лазеры [2, 3], быстрые Z-пинчи [4], плазменные ускорители [5], плазменный фокус (ПФ) [6] и другие.

Согласно современным моделям астрофизических струйных выбросов, их основными элементами следует назвать регулярное полоидальное магнитное поле, продольный электрический ток, текущий вблизи оси джета и замыкающийся на его периферии, а также вращение “центральной машины” [7]. При этом одной из актуальных проблем в теории астрофизических джетов как раз и являются определение области протекания

обратного тока и характер его распределения. В частности, для нерелятивистских джетов из молодых звезд предполагается, что обратные токи протекают по самой границе струйного выброса (так называемая область кокона) [8]. Что же касается вращения самих струйных выбросов, то их прямое обнаружение у релятивистских джетов [9] стало одним из наиболее ярких наблюдений последнего времени. Важность наличия вращения плазмы внутри джета обусловлена, в том числе, и тем, что оно может приводить к генерации тороидального магнитного поля, а значит, и продольного тока [10], что, в свою очередь, может рассматриваться как один из механизмов коллимации джета [11].

Лабораторный эксперимент позволяет промоделировать многие из перечисленных свойств астрофизических джетов. В настоящей работе предлагается использовать для лабораторного

моделирования установки типа “плазменный фокус” (ПФ). Существенной особенностью этих установок является генерация интенсивных плазменных потоков [12–15]. В частности, предыдущие измерения на плазмофокусной установке ПФ-3 в НИЦ “Курчатовский институт” показали, что в плазменных выбросах действительно наблюдается сильный продольный (осевой) ток, создающий тороидальное магнитное поле. Этот ток заключен лишь в области центрального коры $r < r_{\text{core}} \approx 1$ см [16]. При этом радиус протекания обратных токов зависит от сорта рабочего газа и для разряда в неоне составляет приблизительно 7–10 см, а распределение по азимуту может отличаться от однородного [17]. Однако структура обратных токов до сих пор достаточно подробно не исследовалась.

Что же касается вращения, то в лабораторном эксперименте этот вопрос ранее практически не исследовался. Здесь можно отметить лишь эксперимент на Z-пинчевой установке MAGPIE, на которой вращение джета моделировалось с помощью закрученных конических лайнерныхборок [18], а также работы на установке LabJet [19], в которой вращение возникало благодаря созданию радиального электрического поля в трехэлектродной разрядной системе коаксиального планарного плазменного ускорителя. Некоторые указания на возможность вращения плазмы потока на установках “плазменный фокус” были получены в магнитоимпульсных измерениях в работах [16, 20]. В условиях замороженности обнаруженное в этих работах вращение вектора индукции магнитного поля может быть связано с вращением плазмы потока. Предположение о вращении плазмы также было сделано при исследовании плазменных потоков с помощью шелевого оптического регистратора [21]. Ясно, что обнаружение вращения в лабораторном эксперименте могло бы служить серьезной аргументацией самой применимости ПФ-систем для лабораторного моделирования астрофизических струйных выбросов.

Настоящая работа посвящена более детальному исследованию однородности азимутального распределения магнитных полей и определения области замыкания тока на периферии плазменного потока, а также попытке обнаружить вращение плазменного выброса.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Схема эксперимента

Исследования осевого плазменного потока, возникающего в результате сжатия плазмы токонесущей плазменной оболочки (ТПО) и образования пинча, проведены на установке ПФ-3 [22], представляющей собой плазменный фокус с кон-

фигурацией электродов типа Филиппова (см. рис. 1). Разрядная система состоит из двух электродов (анод диаметром 92 см и катод, одновременно являющийся вакуумной камерой диаметром 250 см), разделенных изолятором высотой 25 см.

После предварительной откачки вакуумная камера заполняется рабочим газом под давлением 1–10 Торр¹. Высокое напряжение конденсаторной батареи (~10 кВ) между анодом и катодом приводит к пробою рабочего газа и образованию ТПО. Оболочка движется под действием сил Ампера к оси разрядной системы, ионизируя и сгребая газ, где происходит пинчевание плазмы. Пинчевание сопровождается спадом тока I и, соответственно, появлением острого пика на его производной dI/dt . Некоторые стадии сжатия ТПО схематически показаны на рис. 1.

ПФ хорошо известен как источник интенсивных плазменных потоков, которые широко используются в различных областях науки и технологии, таких как радиационное материаловедение, модификация материалов и др. Плазменный поток формируется в стадии пинчевания, которая длится несколько сотен наносекунд, в области пинча диаметром ~1 см и длиной 3–5 см [23]. В этом плазменном выбросе существуют циркулирующие токи и связанный с ними захваченный магнитный поток. В такой системе наблюдается продольный (центральный) ток, создающий азимутальное магнитное поле. При этом обратные токи протекают на внешней границе плазменного потока [17].

Важной особенностью нашего экспериментального подхода является проведение исследования динамики распространения плазменного потока в окружающей среде из фонового газа на значительные расстояния от места генерации — не менее 100 см, что на два порядка величины превышает его начальные поперечные размеры. Для этой цели используется специально сконструированная многосекционная пролетная камера (см. рис. 1) с набором диагностических патрубков, позволяющим проводить измерения большого количества параметров плазменного потока на различных расстояниях от места генерации. При этом в качестве момента генерации потока в первом приближении условно принимается момент “особенности” на производной тока dI/dt , а местом генерации — анодная плоскость. Это оказывается достаточным для исследования с хорошей точностью параметров плазменного потока на указанных выше расстояниях через несколько микросекунд (от единиц до десятков в зависимости от точки наблюдения) от момента генерации.

¹ Торр \equiv торр \equiv мм рт.ст.

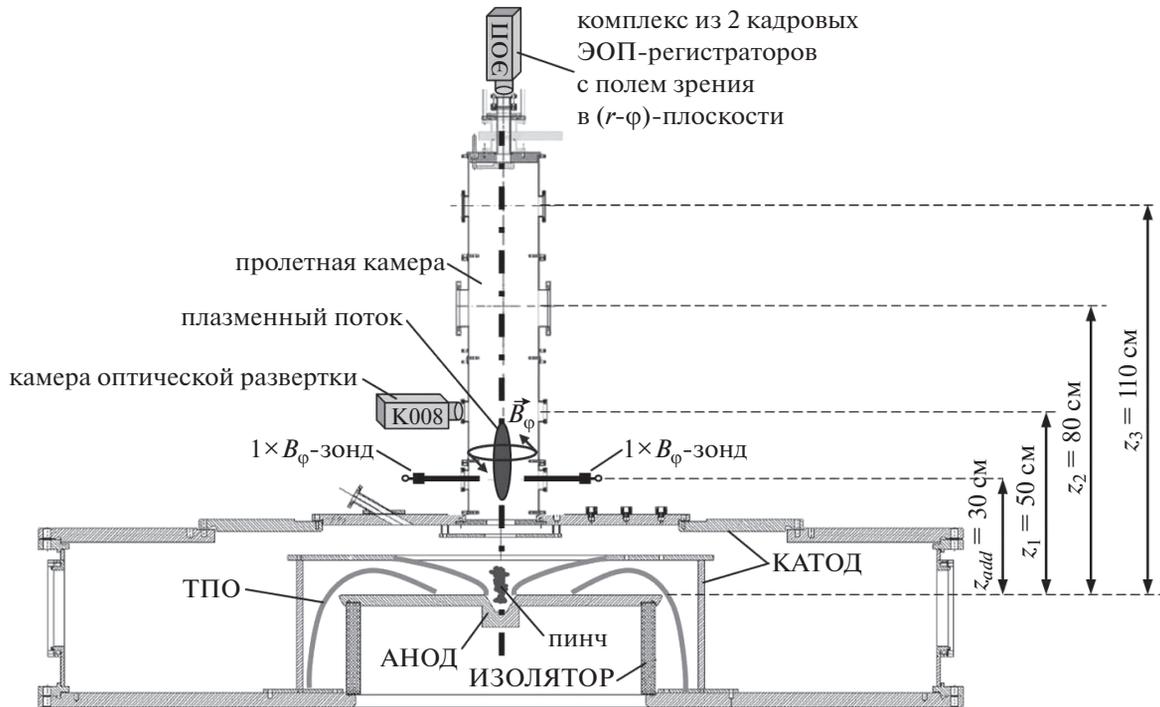


Рис. 1. Общий вид разрядной камеры установки ПФ-3, ее электродной системы, секционной пролетной камеры и расположение некоторых диагностических средств.

Эксперименты, представленные в настоящей работе, выполнены при стационарном напуске рабочего газа неон в камеру установки при давлении $P_0 = 2.0$ Торр. Энергосодержание емкостного накопителя составляло ~ 370 кДж при зарядном напряжении 9 кВ, разрядный ток в системе ≤ 2 МА. В каждом разряде регистрировались разрядный ток, его производная, а также сигналы оптических коллиматоров, установленных на различной высоте относительно плоскости анода. Коллиматоры собирают световое излучение вдоль диаметра камеры, которое затем по световоду подается на фотокатод ФЭУ. Коллимирование обеспечивает регистрацию излучения из относительно небольшого плазменного объема (диаметр области, попадающей в поле зрения коллиматора, не превышает 5 мм в центре пролетной камеры). Это позволяет с достаточно высокой точностью регистрировать момент прихода плазменного потока в область наблюдения и определять среднюю на пролетном участке скорость. Использование двойного коллиматора, состоящего из двух таких каналов, разнесенных на небольшое расстояние (1.6 см), позволяет определять мгновенную скорость в области наблюдения по сдвигу появления сигнала в различных каналах коллиматора [24].

2.2. Методика измерения азимутального распределения магнитного поля в плазменном потоке

В экспериментах использовались абсолютно калиброванные магнитные зонды, позволяющие измерять тороидальные магнитные поля в плазме при распространении плазменного потока в дрейфовом пространстве пролетной камеры. Характеристики магнитных зондов для измерения тороидального (B_ϕ) компонента магнитного поля были следующие: пространственное разрешение $\sim 0.8-1$ мм; временное разрешение не хуже 1.5 нс; чувствительность петель зондов $k_p = (1.31 \pm 0.19) \times 10^{-8}$ В/(Гс/с). Общий вид магнитного зонда представлен на рис. 2 (слева). Калибровка проводилась в однородном поле катушки Гельмгольца относительно известной площади эталонной (опорной) петли. Магнитные зонды калибровались как на величину вектора индукции магнитного поля, так и на его направление. Точность калибровки магнитных зондов (определения эффективной площади петли) была не хуже 5%. Погрешность измерений магнитного поля в плазменном потоке с учетом обтекания оболочки зонда плазмой была не более 20%. Сигнал с зонда пропорционален производной индукции магнитного поля ($U_p \propto \partial B_\phi / \partial t$). Для получения временной зависимости индукции магнитного поля

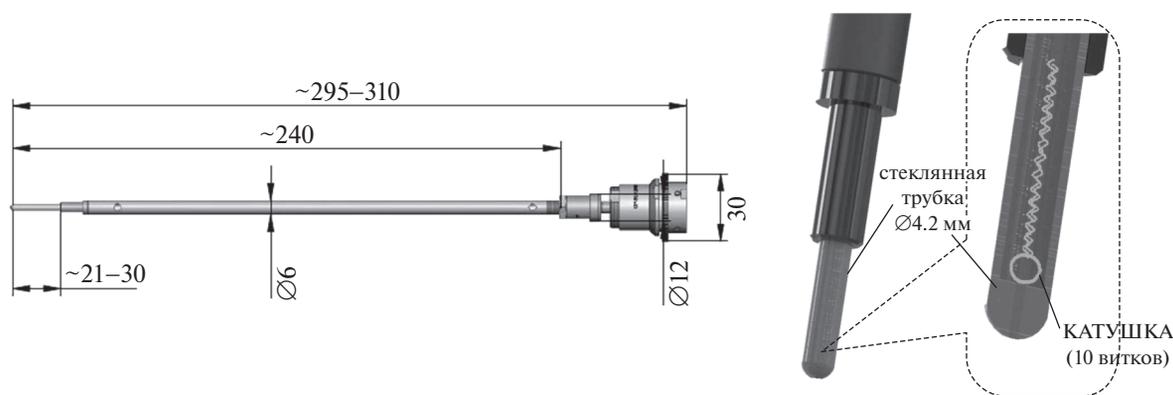


Рис. 2. Магнитный зонд для измерения азимутального (тороидального) компонента магнитного поля в плазменном потоке: слева – общий вид магнитного зонда; справа – конструкция чувствительного элемента магнитного зонда.

$B_\phi(t)$ сигнал с зонда U_p численно интегрировался с учетом полученных калибровочных коэффициентов k_p .

На рис. 2 (справа) показано внутреннее устройство чувствительного элемента (сенсора) зонда, адаптированное под конкретную экспериментальную задачу, в данном случае – для измерения B_ϕ -компонента магнитного поля при распространении плазменного потока в пролетной камере установки. Чувствительный элемент магнитного зонда представлял собой катушку, состоящую из 10 витков, помещенную в стеклянную трубку, выполняющую роль защитного экрана. Размер защитной оболочки петли зонда (диаметр трубки) $\varnothing = 4.2$ мм.

Специально для этой серии экспериментов была установлена дополнительная секция между вакуумной камерой установки и основной пролетной камерой. Основным отличием данной секции от других секций пролетной камеры является наличие 8 вакуумных вводов для магнитных зондов, расположенных по азимуту (см. рис. 3, слева). Вакуумные вводы позволяли позиционировать зонды внутри объема разрядной камеры установки без нарушения вакуумных условий. Зонды располагались в следующих позициях по азимутальному углу $\phi \in [0^\circ, 30^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 210^\circ, 270^\circ, 300^\circ]$. Наряду с вакуумными вводами для магнитных зондов имеются еще 4 диагностических окна, которые могут быть использованы для регистрации изображения потока с помощью кадровых регистраторов на базе электронно-оптических преобразователей (ЭОП), скоростных камер с щелевой разверткой типа K008 [25], установки световых коллиматоров, регистрирующих излучение плазмы из узкого телесного угла. Таким образом, данная конструкция секции позво-

ляла проводить измерение распределения магнитного поля на удалении $z = 30$ см от плоскости анода одновременно в 8 точках по азимуту на различных расстояниях от оси камеры.

На рис. 3 (справа) показана фотография зондов, установленных в этой секции пролетной камеры. Такое расположение магнитных датчиков было необходимо, например, для исследования растекания обратных токов на периферии плазменного потока, для определения положения оси центрального тока и его смещения относительно оси пролетной камеры.

Для более детального анализа полученных результатов измерения магнитного поля в плазменном потоке был создан программный код в среде программирования MATLAB. Усовершенствование программного блока обработки зондовых сигналов позволило осуществлять автоматическую обработку экспериментальных данных и производить запись в общую базу данных. С помощью этой программы из зондовых сигналов восстанавливалось азимутальное распределение магнитного поля $B_\phi(\phi)$ в полярных координатах непрерывно во времени, и на основе полученных данных создавался видеоряд в виде avi-файла, состоящего из последовательности захваченных изображений размером 1120×700 пикселей, меняющихся со скоростью 4 кадра в секунду. Полученный видеоряд позволял оперативно проводить анализ полученных результатов. Таким образом, при помощи циклической обработки численных данных (по ~ 100 выстрелам) создана база зондовых измерений, анализ которой, например, позволил определить внешнюю границу осевого плазменного выброса – области протекания обратных токов замыкания.

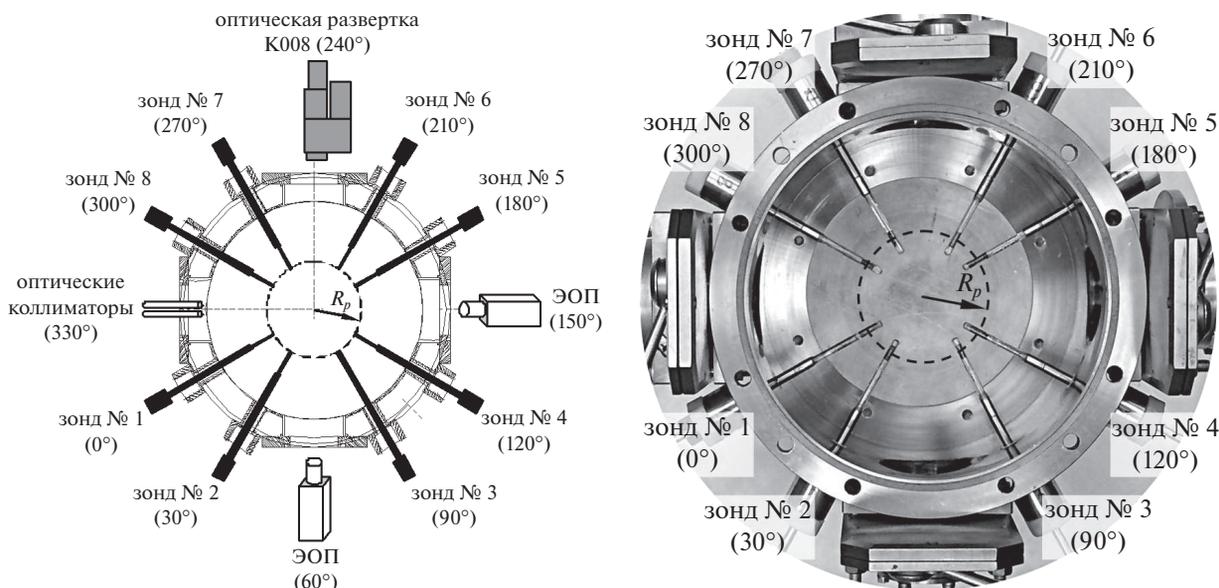


Рис. 3. Дополнительная секция пролетной камеры (вид сверху): слева – схема взаимного расположения магнитных зондов и других диагностических средств в дополнительной секции пролетной камеры ($z_{\text{add}} = 30$ см над поверхностью анода установки). R_p – радиус расположения чувствительного элемента зондов; справа – фотография установленных в дополнительной секции магнитных зондов. Окружность, изображенная штриховой линией, проведена через центры катушек зондов, она показывает точность позиционирования чувствительного элемента зонда на заданном радиусе R_p внутри секции пролетной камеры.

2.3. Методика регистрации двумерных оптических изображений плазменного потока сбоку и с торца пролетной камеры (ЭОП-регистрация)

Как показали оценки, при ожидаемой скорости азимутального вращения порядка 10^6 см/с доплеровское смещение будет слишком малым на фоне штарковского уширения линий для обнаружения и, тем более, измерения скорости вращения. Поэтому в качестве основного инструмента была выбрана оптическая регистрация свечения плазменного объекта.

Кадровое фотографирование плазмы в оптическом диапазоне проводилось с помощью электронно-оптических преобразователей (ЭОП) типа ЭП-16 [26], как в $(r-z)$, так и в $(r-\varphi)$ -плоскостях. Каждый оптический регистратор представляет собой сборку из ЭОП, оптических фильтров, дистанционно управляемого цифрового фотоаппарата и системы объективов для переноса изображения. Регистрация плазменных потоков производилась в $(r-z)$ -плоскости одновременно с двух взаимно перпендикулярных направлений (см. рис. 3, слева), что давало более полную информацию о форме струи и локальных образованиях в ней. Экспозиция кадров составляла 12–30 нс. Диаметр исследуемой области 12 см, полная разрешающая способность системы, приведенная к объекту, приблизительно 1 мм.

Упрощенная схема регистрации плазменного потока с другого направления – с торца пролетной камеры в $(r-\varphi)$ -плоскости представлена на рис. 4. Изображение объекта проецируется на световоды, по которым передается на вход каждого ЭОП-регистратора. Задержка в регистрации осуществлялась при помощи генератора задающих импульсов (ГЗИ-6) и кабельной линии задержки. Время задержки между ЭОП-регистраторами варьировалось в диапазоне от 1 до 3 мкс. Синхронизация диагностики относительно различных стадий распространения плазменного потока в пролетной камере осуществлялась с помощью световых коллиматоров, регистрирующих излучение плазменного потока в видимом спектре на различных уровнях z от поверхности анода.

Применение оптической схемы ЭОП-регистрации через одно диагностическое окно существенно уменьшило неопределенность в трактовке полученных экспериментальных результатов. Проведена калибровка узлов диагностического комплекса из 2 ЭОПов. Определен масштаб объектов на различных уровнях от поверхности анода в пролетном промежутке $z = 30-50$ см, оценена область видимости диагностики, составившая 18–20 см, что фактически позволяет регистрировать объекты по всему диаметру пролетной камеры (20 см). Для лучшей селекции излучения наиболее горячих областей плазменного потока на

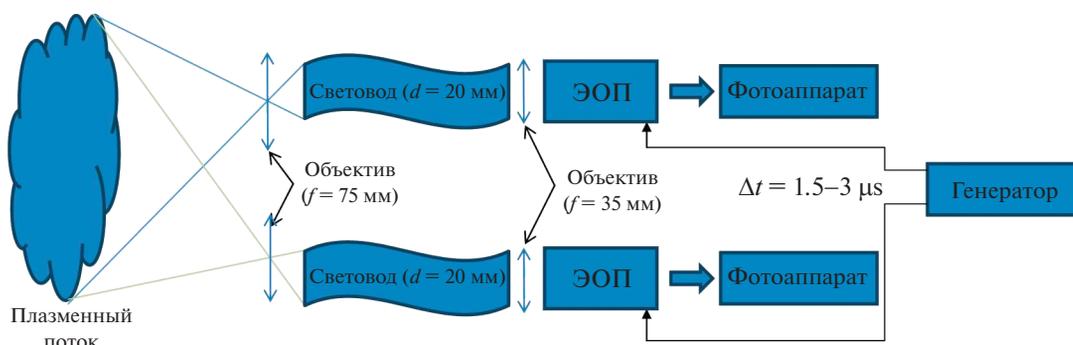


Рис. 4. Упрощенная схема ЭОП регистрации плазменного потока с торца пролетной камеры в $(r-\varphi)$ -плоскости.

фоне свечения окружающей плазмы применен фильтр ФС-6 ($\lambda = 350\text{--}450$ нм), позволяющий выделить излучение NeII. В этом же диапазоне длин волн лежит максимум спектральной плотности излучения неоновой плазмы с электронной температурой 3–5 эВ. В тестовой серии разрядов выяснилось, что наиболее оптимальная высота регистрации плазменного потока $z \sim 50$ см от поверхности анода. В разрядах без задержки была показана идентичность изображений, получаемых двумя ЭОПами.

2.4. Методика регистрации щелевых временных разверток оптического свечения плазменного потока (камера щелевой развертки К008)

Схема регистрации оптической камерой с щелевой разверткой К008 производства Vifocompany [27] представлена на рис. 5, а место ее расположения относительно других диагностик в дополнительной секции — на рис. 3 (слева). Оптическая схема включает в себя объективы, установленные на диагностическом окне пролетной камеры и входе щелевой камеры К008, и упорядоченный световод, представляющий собой систему из нескольких плоских жил, на одном конце объединенных в квадратную сборку и с разветвленным противоположным концом. Оптическая система проецирует участок пролетной камеры на соединенный торец световода. Затем с помощью трех плоских жил изображение различных участков объекта передается на входную щель регистратора и разворачивается во времени. Жилы световода выбираются таким образом, чтобы регистрировать излучение из области на уровне центра диагностического окна, а также на уровнях на 4.5 см выше и ниже этого центра. Сначала изображение появляется на нижней развертке, затем на средней и верхней развертках. По задержке появления изображения на различных уровнях можно оценить скорость потока в этой области. Ширина поля зрения диагностики в горизонтальной плоско-

сти (перпендикулярно оси камеры) составила 9–10 см. Длительность разверток варьировалась, но наиболее информативные результаты были получены при длительности 6 мкс. Таким образом, диагностический комплекс позволяет получать данные о динамике плазменного потока с 3 уровней по z в виде хронографических изображений. Более подробно методика описана в работе [21].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Описанный в разделе 2 набор диагностических средств позволил экспериментально изучить некоторые особенности пространственно-временных характеристик осевого плазменного выброса при его распространении в пролетной камере установки ПФ-3. Во время движения плазменный поток из-за своего взаимодействия с фоновым газом испытывает торможение, трансформацию переднего фронта, расширение внешней границы, смещение относительно оси пролетной камеры. При этом, как показывают приведенные ниже экспериментальные данные, структура плазменного потока обладает некоторой спиральностью, которая в свою очередь может быть связана с вращением плазмы в потоке.

3.1. Симметрия распространения плазменного потока относительно оси пролетной камеры установки

Вначале рассмотрим экспериментальные данные, свидетельствующие об азимутальной неоднородности протекания токов в плазменном потоке. На рис. 6 представлены результаты измерения индукции B_φ -поля на радиусе $R_p = 6$ см на высоте $z_{\text{add}} = 30$ см от поверхности анода установки. Наблюдается различие в длительности и форме сигналов с зондов, расположенных на одном радиусе, но в различных позициях в азимутальном направлении.

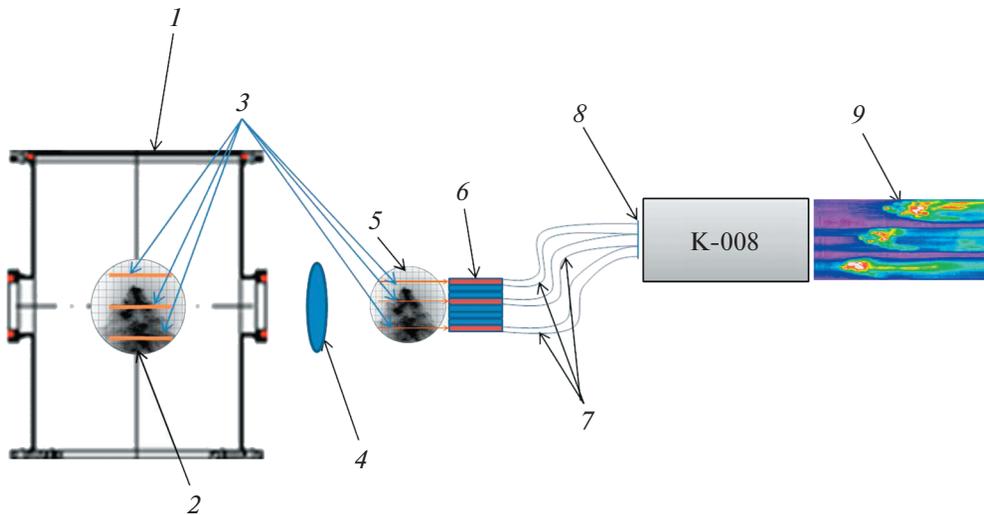


Рис. 5. Схема регистрации щелевых временных разверток оптического свечения плазменного потока камерой K008: 1 – пролетная камера, 2 – плазменный поток, 3 – линии обзора, 4 – оптическая система, 5 – изображение потока на световоде, 6 – соединенный конец упорядоченного световода, 7 – разветвленные концы упорядоченного световода, 8 – оптическая щель, 9 – временная развертка.

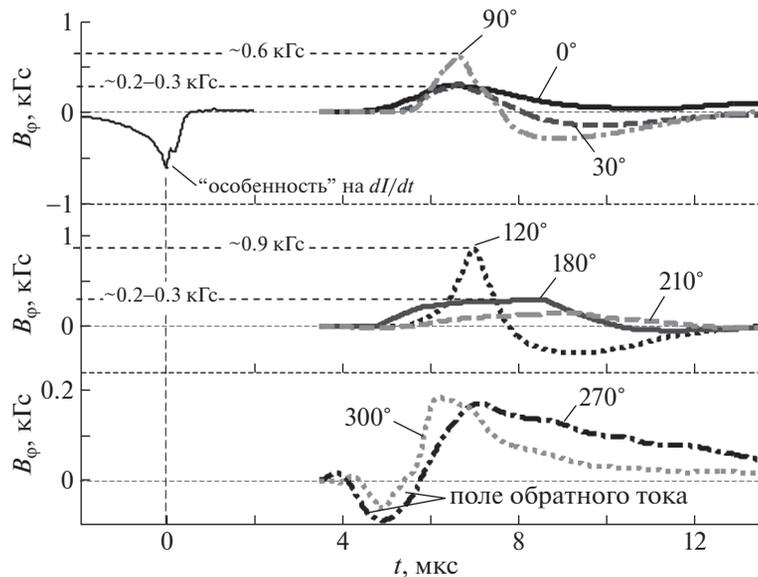


Рис. 6. Результаты измерений B_ϕ -поля в плазменном потоке на высоте $z_{\text{add}} = 30$ см от поверхности анода: dI/dt – производная полного тока; $B_\phi(\varphi)$ – индукция тороидального магнитного поля, измеренная магнитными зондами на радиусе $R_p = 6$ см и азимутальных углах $\varphi \in [0^\circ, 30^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 210^\circ, 270^\circ, 300^\circ]$.

Это может быть связано с несинхронным приходом плазмы с магнитным полем в область зондов вследствие сложной формы фронта плазменного потока, состоящего из нескольких ступок, видимых на фотографиях, полученных с помощью ЭОП-регистрации (см. рис. 7). Однако даже в случае однородного потока это различие может быть обусловлено показанным ранее в работе [16]

радиальным смещением конусообразного переднего фронта плазменного потока (т.н. “конуса Маха”) при его сверхзвуковом движении.

Как следует из рис. 6, зонды начинают регистрировать сигналы в различное время, через $\sim 4\text{--}5.5$ мкс после “особенности” на производной полного тока dI/dt . Согласно калибровке маг-

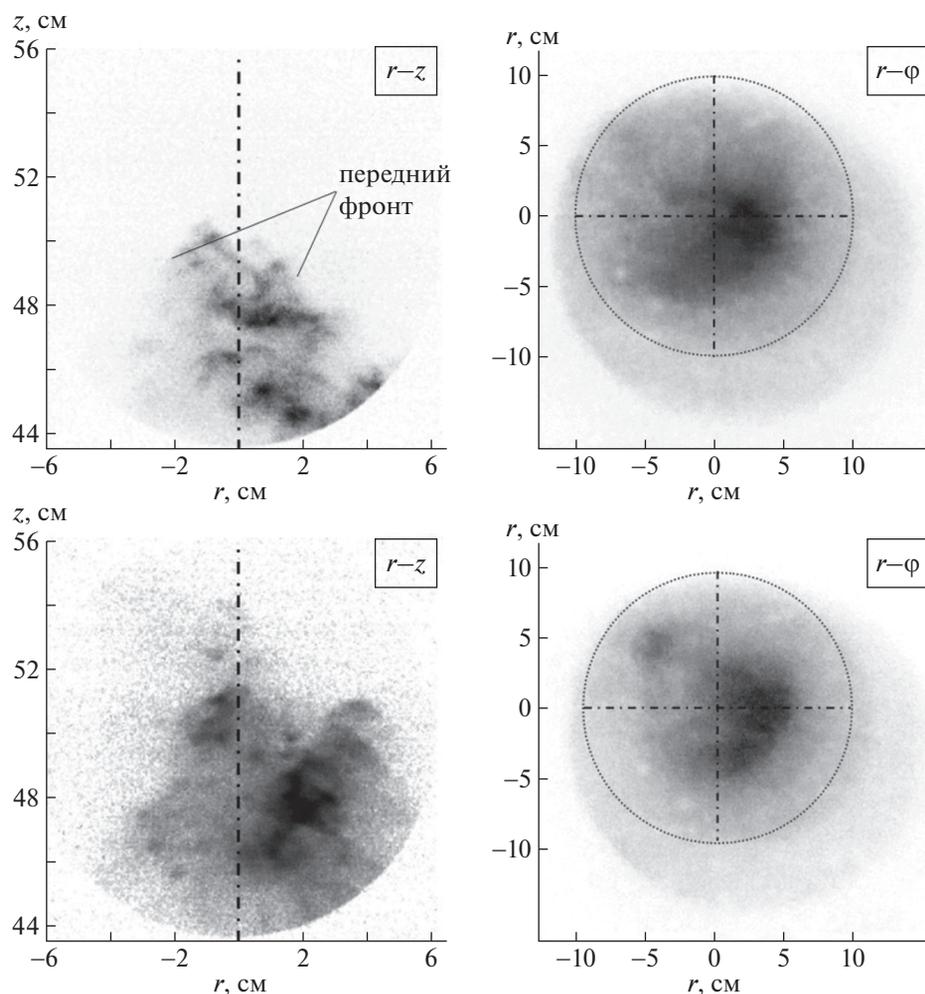


Рис. 7. Форма и положение плазменного потока по данным ЭОП-регистрации в различных разрядах: слева — относительно оси пролетной камеры (показана штрих-пунктирной линией) в $(r-z)$ -плоскости при прохождении плазмой позиции $z = 50$ см, справа — относительно центра камеры в $(r-\varphi)$ -плоскости через $t = 8.9$ мкс после пика производной (вверху) и через $t = 9.2$ мкс после пика производной (внизу).

нитных датчиков полярность сигналов большинства магнитных зондов соответствует направлению магнитного поля центрального тока $B_\varphi \propto 1/r$, протекающего по оси плазменного потока. Однако некоторые зонды зафиксировали обратное направление магнитного поля. Так, зонды № 7 (300°) и № 8 (270°) вначале регистрируют обратное направление B_φ -поля, связанное с азимутально-неоднородным растеканием тока на переднем фронте плазменного потока. Ось плазменного потока оказалась смещена относительно оси пролетной камеры в сторону сектора $0^\circ-210^\circ$, где расположены зонды №№ 1–6. В данном случае смещение оси плазменного потока происходит, в основном, в область сектора $90^\circ-120^\circ$, т.е. в сторону зондов № 3 и № 4. Такое смещение оси центрального тока приводит к тому, что зонды

№ 3 и № 4 регистрируют высокий уровень B_φ -поля $0.6-0.9$ кГс по сравнению с остальными зондами.

Начиная с $t \sim 6$ мкс после момента особенности, зонды № 7 (300°) и № 8 (270°) регистрируют малый уровень B_φ -поля, не более 0.2 кГс, и его направление уже совпадает с направлением магнитного поля центрального тока. Это соответствует ситуации, когда внешний край плазменного потока приблизился обратно к зондам № 7 и № 8 так, что они оказались в области магнитного поля $B_\varphi \propto 1/r$ центрального тока. В результате этого же процесса другие зонды № 2 (30°), № 3 (90°) и № 4 (120°), расположенные с противоположной стороны пролетной камеры, наоборот, оказались снаружи плазменного потока, на периферии которого протекает обратный ток. При этом, начиная с $t = 8$ мкс, зонды № 2, № 3 и № 4

регистрируют противоположное направление магнитного поля.

Следует заметить, что зонды № 7 (300°) и № 8 (270°), оказавшиеся в магнитном поле центрального тока, регистрируют малый уровень B_ϕ -поля, ~0.2–0.3 кГс, т.к. к этому времени ($t > 8$ мкс) плазменный осевой выброс с основной частью захваченного магнитного потока B_ϕ -поля уже прошел центральное сечение дополнительной секции пролетной камеры, где располагался набор магнитных зондов ($z_{\text{add}} = 30$ см). При пролете так называемого “хвоста” плазменного потока в моменты времени $t > 10$ –12 мкс все зонды регистрируют примерно один тот же малый уровень B_ϕ -поля, менее ~0.05–0.1 кГс, который уже сравним с погрешностью измерения магнитного поля зондовым методом. По совокупности зондовых измерений следует, что периферия плазменного потока (его край) в экспериментах с рабочим газом Ne лежит в диапазоне радиусов 6–8 см.

Далее представлены результаты экспериментов, когда магнитные зонды были расположены на радиусе $R_p = 4$ см (см. рис. 8), ближе к оси пролетной камеры, и на дальнем радиусе $R_p = 8$ см (см. рис. 9), практически в 2 см от стенки пролетной камеры. Для этих разрядов были проанализированы пространственно-временные характеристики азимутальных распределений магнитного поля $B_\phi(\varphi)$. Распределения $B_\phi(\varphi)$ восстанавливались по сигналам 8 магнитных зондов (см., напр., рис. 8, верхняя панель), установленных в различных азимутальных позициях. Результаты такого восстановления $B_\phi(\varphi)$ на различные моменты времени $t = t_i$, отсчитанные от момента особенности производной полного тока dI/dt , представлены на нижней панели рис. 8 в полярных координатах (слева) и в виде функциональной зависимости $B_\phi = f(\varphi)$ в декартовых координатах (справа).

Сигналы магнитных зондов, представленные на рис. 8 (вверху), имеют характер, аналогичный сигналам, представленным ранее на рис. 6. Например, вначале зонды № 4 (120°), № 5 (180°) и № 6 (210°) регистрируют магнитное поле обратного направления относительно направления B_ϕ -поля центрального тока, что может быть обусловлено азимутально-неоднородным растеканием токов на фронтальной части плазменного потока.

К моменту времени $t = 5$ мкс сигналы всех зондов имеют одинаковый знак, что означает, что в этот момент времени через область расположения зондов проходит основная часть плазменного потока с продольным током. При этом все зонды находятся в области между прямым и обратным токами. Тем не менее, если бы азимутальное рас-

пределение B_ϕ -поля было однородным, т.е. $B_\phi(\varphi) = \text{const}$, то все точки на рис. 8 (нижняя панель, слева) лежали бы строго на окружности, показанной на этом же рисунке. Однако три точки на 120°, 180° и 210° лежат вне этой окружности. При этом зонды в этих азимутальных позициях регистрируют повышенный уровень магнитного поля около 0.80–0.85 кГс, в то время как остальные зонды – около 0.5–0.6 кГс. То есть в данном случае область плазменного потока с захваченным B_ϕ -полем смещена в направлении сектора 120°–210° пролетной камеры, как указано стрелкой. При прохождении хвостовой части плазменного выброса ($t > 6$ мкс) большинством зондов регистрируется направление B_ϕ -поля, противоположное направлению магнитного поля центрального тока. Скорее всего такое поведение сигналов также свидетельствует об азимутальной неоднородности замыкания токов в хвостовой части плазменного потока.

Если ось выброса смещена на расстояние a от центра камеры, причем тороидальное магнитное поле (относительно оси выброса) спадает как A/r , а зонды, которые расположены на расстоянии R_p от центра камеры, измеряют свое тороидальное магнитное поле, то оно будет равно

$$B_\phi(\varphi) = \frac{A(R_p - a \cos \varphi)}{R_p^2 + a^2 - 2R_p a \cos \varphi}. \quad (1)$$

В случае, когда зонды располагались дальше от оси пролетной камеры, на радиусе $R_p = 8$ см, уровень зарегистрированного магнитными зондами B_ϕ -поля (см. рис. 9, верхняя панель) был ниже (не более 0.4 кГс) по сравнению со случаем, когда зонды размещались на радиусе $R_p = 4$ см (см. рис. 8, верхняя панель), что вполне соответствует функциональной зависимости $B_\phi \propto 1/r$. Это свидетельствует о том, что в представленных на рис. 8 и 9 случаях при прохождении основной части плазменного потока зонды находились в области магнитного поля центрального тока.

Представленные на нижней панели рис. 9 азимутальные распределения B_ϕ указывают на некоторые особенности структуры осевого плазменного выброса. Так, в моменты времени t_1 и t_2 не наблюдается однородного по азимуту распределения магнитного поля. Такой разброс в уровне магнитного поля, регистрируемого зондами, связан с неоднородной структурой переднего фронта плазменного потока, подверженного МГД неустойчивостям, как подтверждают кадровые оптические фотографии (см., напр., рис. 7, слева).

По мере продвижения плазменного потока азимутальное распределение выравнивается, од-

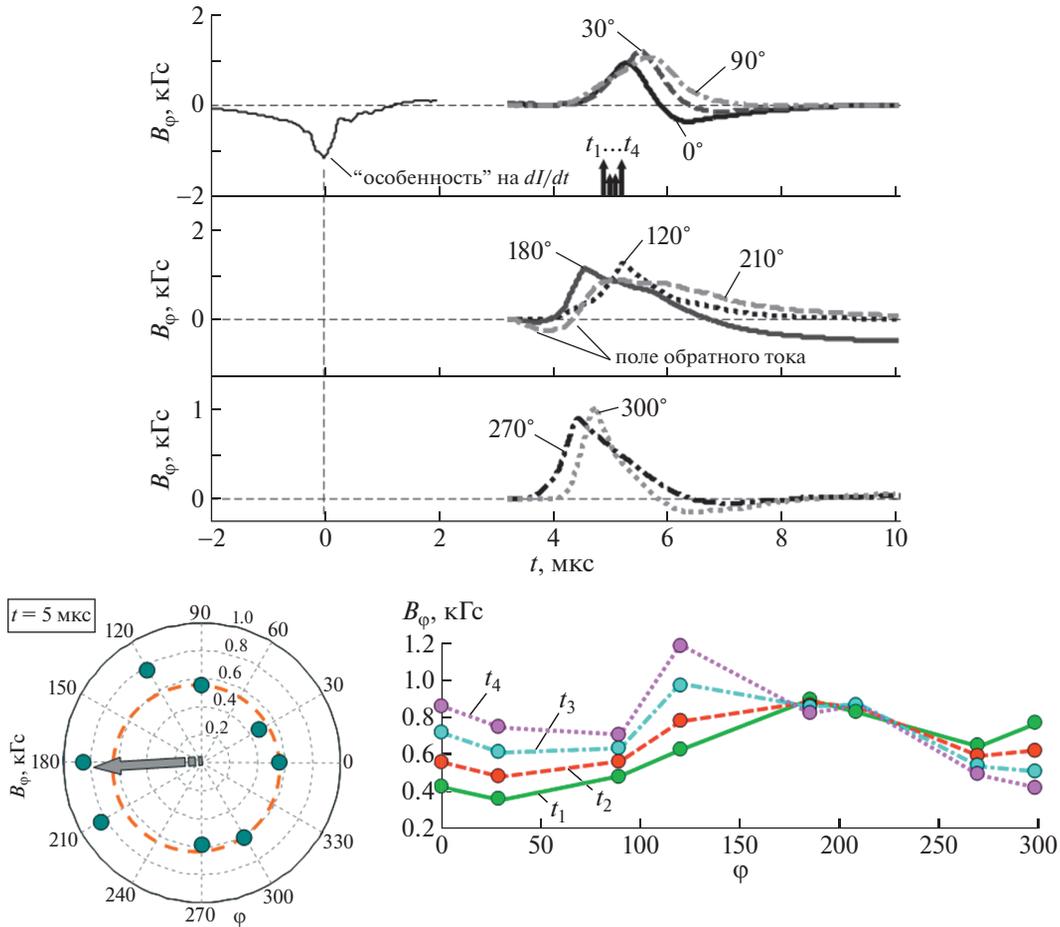


Рис. 8. Результаты измерений B_ϕ -поля в плазменном потоке на высоте $z_{\text{add}} = 30$ см от поверхности анода. Верхняя панель: dI/dt – производная полного тока; $B_\phi(\varphi)$ – индукция тороидального магнитного поля, измеренная магнитными зондами на радиусе $R_p = 4$ см и азимутальных углах $\varphi \in [0^\circ, 30^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 210^\circ, 270^\circ, 300^\circ]$. Нижняя панель: азимутальное распределение магнитного поля в полярных координатах (B_ϕ, φ) через 5 мкс от пика производной (слева); азимутальные распределения $B_\phi(\varphi)$ в различные моменты времени $t \in [4.9; 5.0; 5.1; 5.2]$ мкс относительно момента особенности на dI/dt (справа).

нако на распределении $B_\phi(\varphi)$, построенном на момент времени t_3 , видно, что ось плазменного потока смещена в сторону сектора $270^\circ-0^\circ$, как показано стрелкой. В последующие моменты времени ($t_3 - t_5$) смещение оси плазменного потока переходит в сектор $90^\circ-120^\circ$. На стадии прохождения “хвоста” плазменного потока ($t > t_6$) его ось почти совпадает с осью пролетной камеры. Смещение плазменного выброса относительно оси пролетной камеры также наблюдалось и на оптических кадровых изображениях (рис. 10), снятых с торца пролетной камеры.

Проведенный выше анализ полученных распределений $B_\phi(\varphi)$ подтвердил экспериментальный факт о структурированности потока, который может состоять из нескольких областей

(сгустков) с магнитным полем и собственным током, что приводит к сложной магнитной конфигурации. Более того, динамика изменения распределения магнитного поля в полярных координатах (B_ϕ, φ) может свидетельствовать о наличии вращательного (азимутального) движения отдельных областей (сгустков), о чем подробнее пойдет речь далее.

3.2. Вращение плазмы в осевом плазменном выбросе

Как уже отмечалось, вращение осевого выброса играет важную роль в рассматриваемых физических моделях астрофизических джетов. Однако наблюдение вращения плазменного выброса, как в реальном астрофизическом объекте, так и в ла-

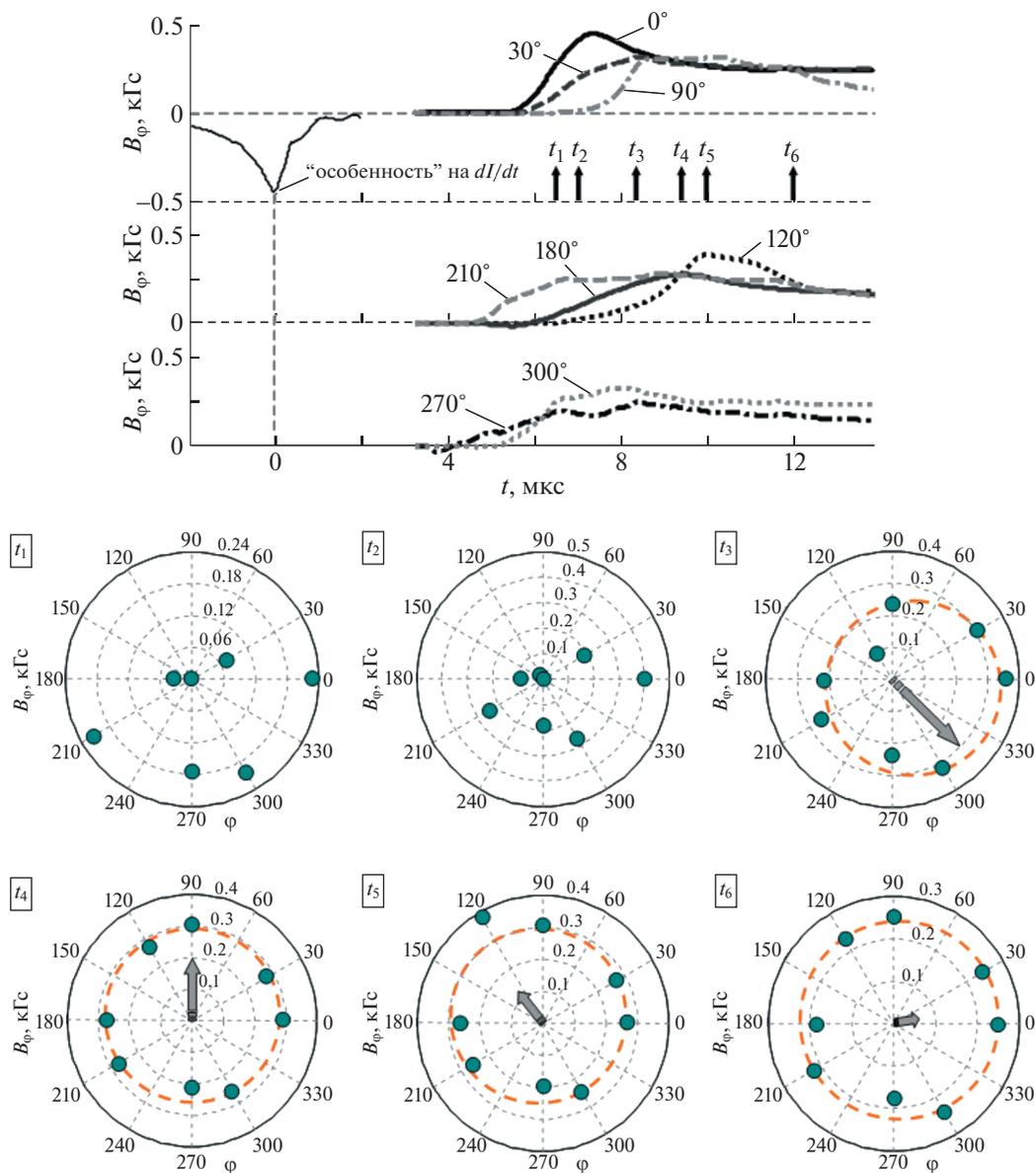


Рис. 9. Результаты измерений B_ϕ -поля в плазменном потоке на высоте $z_{\text{add}} = 30$ см от поверхности анода. Верхняя панель: dI/dt – производная полного тока; $B_\phi(\phi)$ – индукция тороидального магнитного поля, измеренная магнитными зондами на радиусе $R_p = 8$ см и азимутальных углах $\phi \in [0^\circ, 30^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 210^\circ, 270^\circ, 300^\circ]$. Нижняя панель: распределение B_ϕ в полярных координатах (B_ϕ, ϕ) в различные моменты времени $t \in [6.4; 7.0; 8.3; 9.4; 10.0; 12.0]$ мкс относительно момента особенности на dI/dt .

бораторной плазме, представляет собой достаточно сложную задачу. В частности, оценки показали, что при ожидаемой скорости азимутального вращения порядка 10^6 см/с (см. раздел 3) доплеровское смещение, при параметрах эксперимента на установке ПФ-3, будет слишком малым на фоне штарковского уширения линий для обнаружения и, тем более, измерения скорости вращения. Поэтому нами был сделан упор на оптические ме-

тоды исследования динамики потока, а именно на регистрацию потока с помощью скоростных оптических камер, описанных выше. При этом важным фактором, способствующим обнаружению вращения, может быть наличие ярко выраженных структур: очевидно, что вращение однородного объекта зафиксировать оптическими методами будет достаточно сложно. В частности, на рис. 10 видно несовпадение центра потока с осью камер. Однако по двум кадрам мы не можем

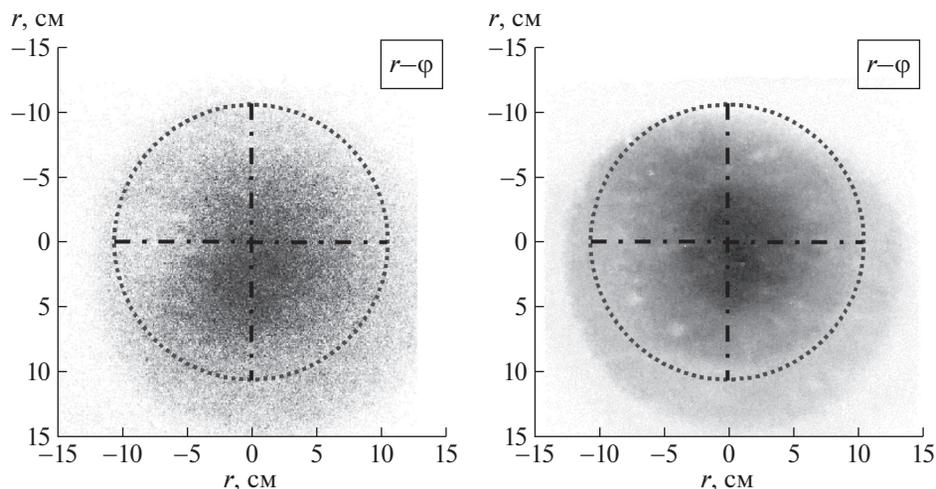


Рис. 10. Асимметрия распространения плазменного потока относительно оси пролетной камеры по данным ЭОП-регистрации в $(r-\varphi)$ -плоскости при прохождении плазмой различных позиций по z : слева – $z_{\text{add}} = 30$ см, $t = 3$ мкс после пика производной; справа – $z_{\text{add}} = 50$ см, $t = 7.1$ мкс после пика производной.

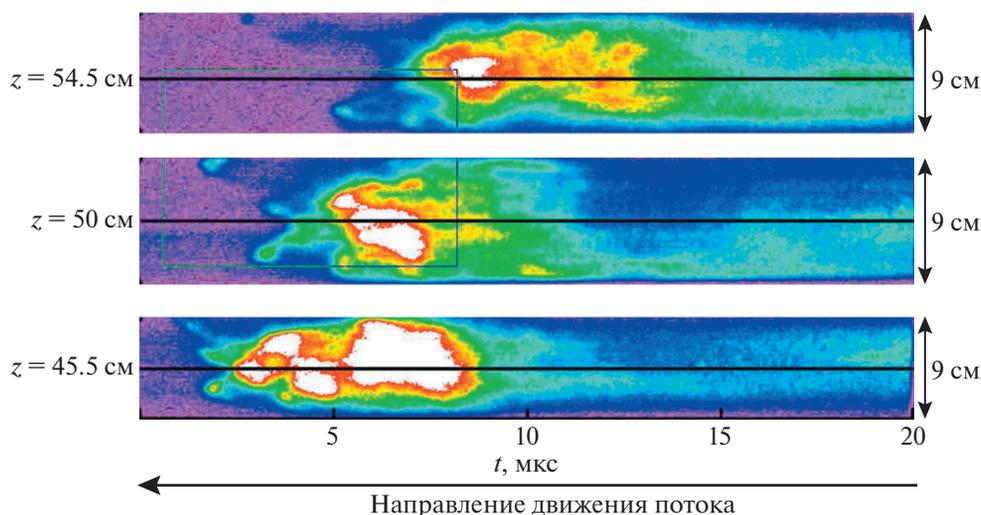


Рис. 11. Временные развертки плазменного потока при разряде в неоне на расстояниях 45.5, 50.0 и 54.5 см от анода. Длительность развертки 20 мкс. Движение потока справа налево.

сказать, связано ли оно с вращением объекта или просто с его смещением относительно оси.

Как было показано ранее [21, 28], при разряде в неоне плазменный поток сильно структурирован, что может быть связано как с генерацией нескольких отдельных сгустков, так и развитием неустойчивостей во время движения потока в окружающей среде. Эта структурированность хорошо видна на шелевой развертке, приведенной на рис. 11. Видно, что на расстоянии $Z \sim 50$ см суммарная длительность потока составляет ~ 7 мкс,

что при характерной скорости потока на данном расстоянии $(2-3) \times 10^6$ см/с [29] соответствует его полной длине $\sim 15-20$ см.

Мы сознательно привели пример длинной развертки на большом удалении от анода для того, чтобы показать, что, с одной стороны, плазменный поток достаточно компактен как в поперечном, так и в продольном направлении (на более близких расстояниях поток имеет общую протяженность 5–10 см), а с другой стороны, он структурирован. Прежде всего обращает на себя

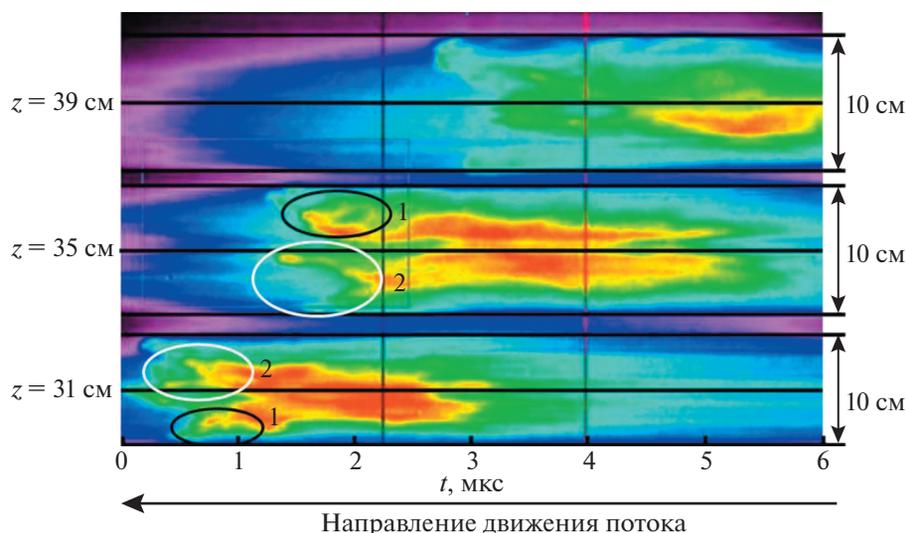


Рис. 12. Временные развертки плазменного потока при разряде в неоне на расстояниях 31, 35 и 39 см от анода. Длительность развертки 6 мкс. Движение потока справа налево.

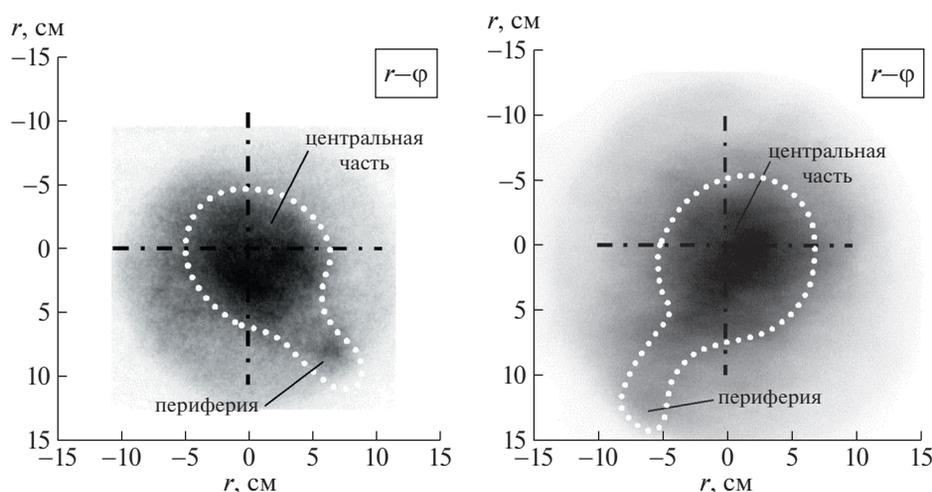


Рис. 13. Вращение плазмы в осевом плазменном выбросе по данным ЭОП-регистрации в $(r-\phi)$ -плоскости при прохождении плазмой различных позиций по z : слева – $z_{\text{add}} = 30$ см через $t = 4.4$ мкс после пика производной разрядного тока; справа – $z = 50$ см через $t = 7.5$ мкс.

внимание тот факт, что структура потока меняется даже при пролете всего 4.5 см от одной плоскости наблюдения к другой. Причиной изменения структуры может быть множество факторов, например гидродинамические неустойчивости фронта потока, движение отдельных сгустков с различными скоростями, и, в том числе, вращение потока как целого.

В частности, на рис. 12 на нижней и средней развертках можно отчетливо выделить две фракции потока, которые при пролете 4 см вдоль оси

фактически меняются местами, что соответствует повороту приблизительно на 180° за время ~ 1 мкс и, соответственно, угловой скорости $\sim 3 \times 10^6$ рад/с. Более точную оценку при двумерной регистрации в $(r-z)$ -плоскости сделать невозможно.

К сожалению, яркость свечения объекта на дальней щели оказалась недостаточной для подтверждения данного предположения. Поэтому нами были проведены эксперименты по фотографированию плазменного потока с торца пролетной камеры по схеме, описанной в разделе 2.3

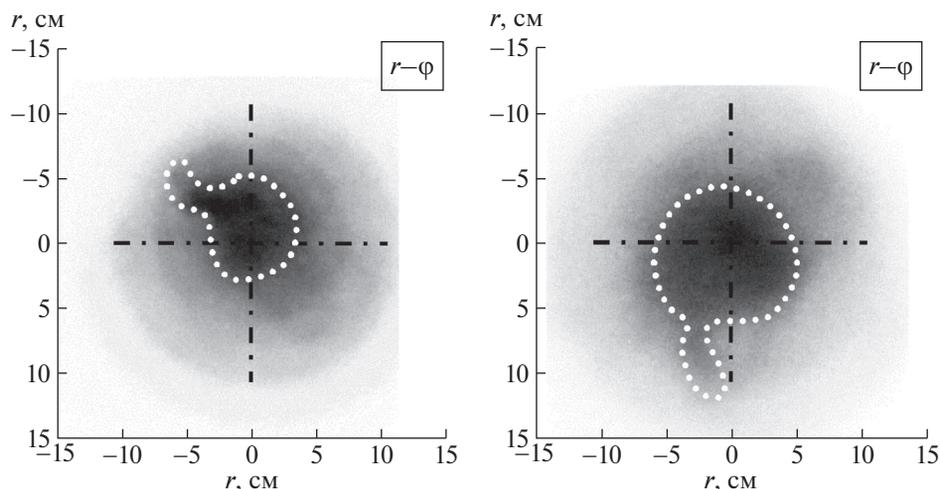


Рис. 14. Вращение плазмы в осевом плазменном выбросе по данным ЭОП-регистрации в $(r-\varphi)$ -плоскости при прохождении плазмой различных позиций по z : слева — $z_{\text{add}} = 30$ см на момент времени $t = 6.4$ мкс; справа — $z = 50$ см для $t = 7.9$ мкс.

(рис. 4). На рис. 13 и 14 представлены результаты кадровой регистрации оптических изображений плазмы в $(r-\varphi)$ -плоскости во время движения осевого плазменного выброса на пролетной базе от $z = 30$ см до 50 см. Задержки между кадрами подбирались таким образом, чтобы плазма во время съемки находилась в указанных позициях по z .

На оптических кадрах наблюдаются некоторые особенности структуры плазменного потока, такие как осевая плотная (излучающая) часть, где протекает центральный ток, и периферия плазменного потока, где протекают обратные токи. При этом в области периферии потока наблюдаются ярко выраженные плазменные образования в виде «отростков». Собственно, методом наблюдения за этими отростками удалось определить характер их движения. Наличие таких плазменных образований оказалось полезным для обнаружения вращения плазмы в осевом плазменном выбросе, поскольку, как уже отмечалось, в случае однородной структуры потока наблюдение эффектов, связанных с вращением, данной методикой было бы затруднительно.

Например, зарегистрированный на оптических кадровых изображениях (рис. 13) поворот на азимутальный угол $\Delta\varphi_{\text{opt}}$ за промежуток времени между кадрами $\Delta t = 3.1$ мкс соответствует угловой скорости $\omega_{\text{opt}} \approx 1.6 \times 10^6$ рад/с, если поворот осуществлялся против часовой стрелки на угол $\Delta\varphi_{\text{opt}} \approx 280^\circ$, и $\omega_{\text{opt}} \approx 4.5 \times 10^5$ рад/с, если поворот происходил по часовой стрелке на угол $\Delta\varphi_{\text{opt}} \approx 80^\circ$. В другом случае, представленном на рис. 14, поворот за время $t = 1.5$ мкс на угол

$\Delta\varphi_{\text{opt}} \approx 105^\circ$ против часовой стрелки соответствует угловой скорости $\omega_{\text{opt}} \approx 1.2 \times 10^6$ рад/с, а поворот по часовой стрелке на угол $\Delta\varphi_{\text{opt}} \approx 255^\circ$ соответствует $\omega_{\text{opt}} \approx 3.0 \times 10^6$ рад/с.

По совокупности экспериментов была получена оценка скорости вращения отдельных частей плазменного объекта. Угловая скорость составила $\omega_{\text{opt}} \sim (0.5-3) \times 10^6$ рад/с, что хорошо соответствует приведенным выше оценкам по данным щелевых разверток. При этом в общем потоке плазмы могут присутствовать несколько образований, вращающихся с различными скоростями. Линейная скорость вращения отдельных структур зависит от расстояния от центра вращения и составляет $v_\varphi \sim (1-6) \times 10^6$ см/с.

Интересным с точки зрения обнаружения вращательного движения вещества в плазменном потоке является случай, представленный на оптических кадрах рис. 15. Съемка оптических кадровых изображений с двух направлений (сверху и сбоку) велась в одно и то же время при прохождении плазменным потоком центрального сечения дополнительной секции пролетной камеры ($z_{\text{add}} = 30$ см). На виде сверху (рис. 15, слева) наблюдается полая кольцевая структура центральной части плазменного потока. На виде сбоку (рис. 15, справа) виден передний фронт плазменного потока, который напоминает форму дуги или, вернее, часть спирали (половины ее витка). На основании приведенных оптических изображений, зарегистрированных с двух взаимно перпендикулярных направлений, можно предположить, что часть плазменного потока имеет

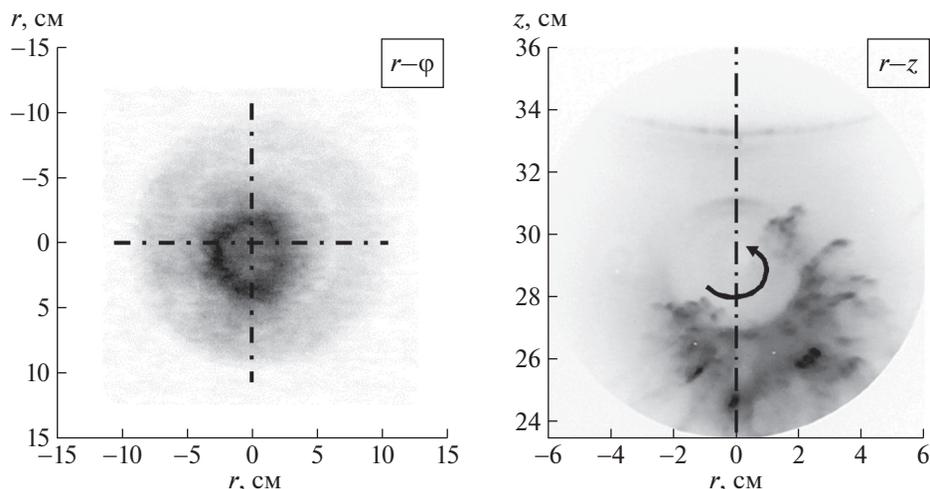


Рис. 15. Винтовая структура плазменного потока по данным ЭОП-регистрации при прохождении плазмой позиции $z_{\text{add}} = 30$ см через $t = 3.3$ мкс после момента особенности на dI/dt : слева – в $(r-\phi)$ -плоскости; справа – в $(r-z)$ -плоскости.

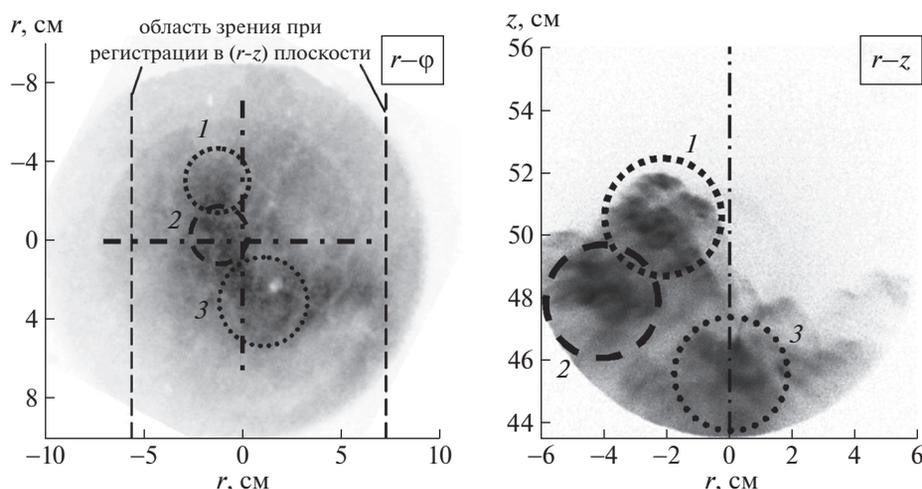


Рис. 16. Структура переднего фронта плазменного потока по данным ЭОП-регистрации при прохождении плазмой позиции $z = 50$ см через $t = 8.4$ мкс после момента особенности на dI/dt : слева – в $(r-\phi)$ -плоскости; справа – в $(r-z)$ -плоскости.

спиральную структуру, которая также может являться следствием вращательного движения плазменного потока или его отдельных частей.

Также кадровая регистрация в $(r-\phi)$ -плоскости показала, что на некоторых оптических изображениях (см. рис. 16, слева) имеются структуры в виде отдельных областей интенсивного излучения, которые можно соотнести с такими же областями повышенного свечения плазмы на переднем фронте осевого плазменного выброса, наблюдаемыми при регистрации в направлении

перпендикулярно движению плазмы в $(r-z)$ -плоскости (рис. 16, справа). Вполне возможно, что в данных областях (1, 2 и 3) присутствуют повышенные плотности плазмы и тока, и за счет этого происходит интенсивное энерговыделение в виде излучения.

Как следует из представленных на рис. 13 и 14 примеров оптических изображений, в зависимости от того, как происходило вращение плазмы в осевом плазменном выбросе (по часовой или против часовой стрелки), оценка угловой скоро-

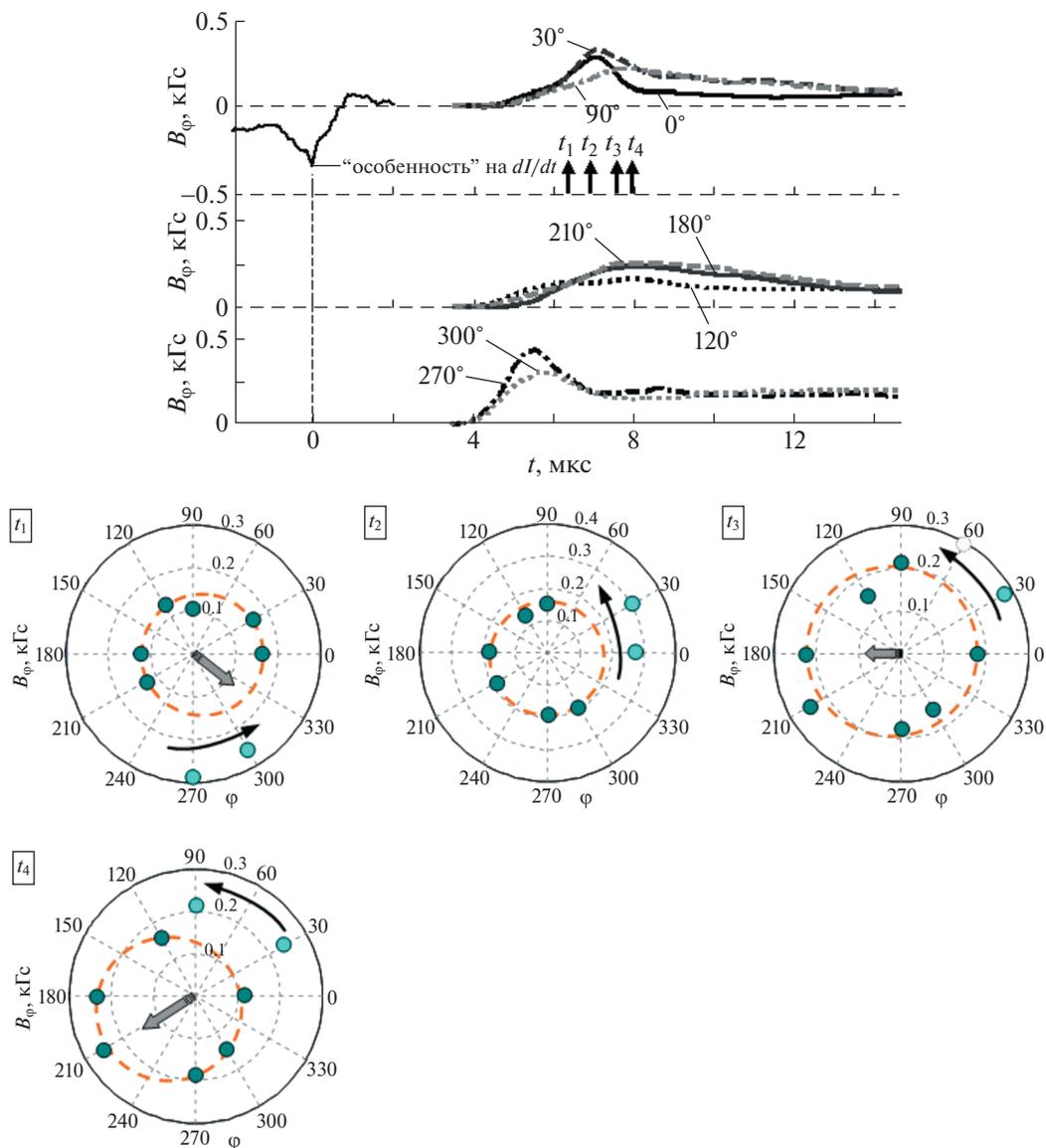


Рис. 17. Результаты измерений B_ϕ -поля в плазменном потоке на высоте $z_{\text{add}} = 30$ см от поверхности анода установки. Верхняя панель: dI/dt – производная полного тока; $B_\phi(\varphi)$ – индукция азимутального магнитного поля, измеренная магнитными зондами на радиусе $R_p = 8$ см и азимутальных углах $\varphi \in [0^\circ, 30^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 210^\circ, 270^\circ, 300^\circ]$. Нижняя панель: распределение поля в полярных координатах (B_ϕ, φ) в различные моменты времени $t \in [6.3; 6.9; 7.6; 7.9]$ мкс относительно момента особенности на dI/dt .

сти ω_{opt} , определенная по данным ЭОП-регистрации, может отличаться в несколько раз. В дальнейшем, для повышения точности определения величины ω_{opt} предполагается увеличить количество каналов ЭОП-регистрации.

В этой серии экспериментов для уточнения величины угловой скорости вращения плазмы в потоке был проведен анализ полученных распределений магнитного поля в $(r-\varphi)$ -плоскости. На рис. 17 и 18 приведены данные измерения магнит-

ного поля и восстановленных из этих данных азимутальных распределений $B_\phi(\varphi)$ на различные моменты времени пролета плазмы в дополнительной секции пролетной камеры ($z_{\text{add}} = 30$ см).

В представленных на указанных рисунках данных магнитных измерений наблюдается асимметрия сигналов с расположенных по азимуту 8 магнитных зондов, что, по-видимому, обусловлено наличием нескольких автономных сгустков с собственным захваченным магнитным полем.

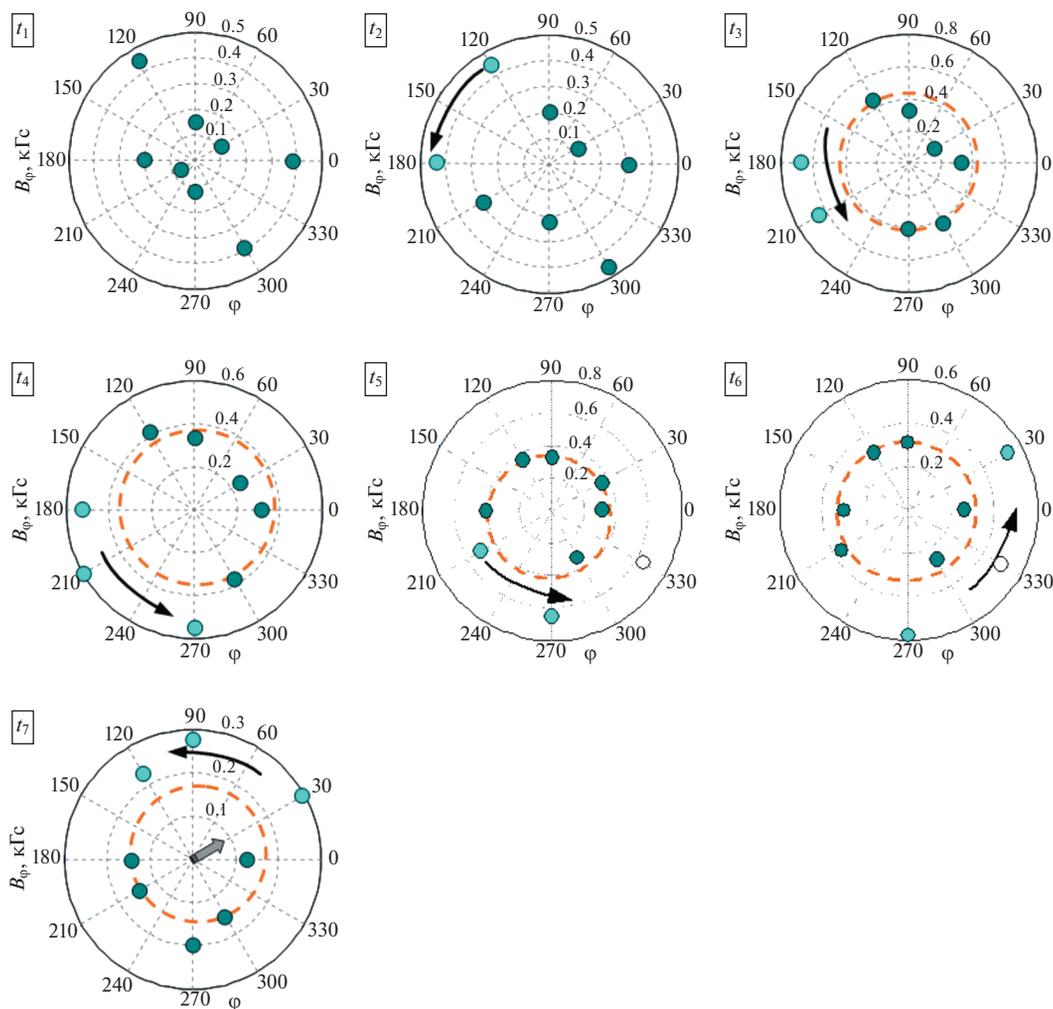


Рис. 18. Результаты измерений B_ϕ -поля в полярных координатах (B_ϕ, φ) в плазменном потоке на высоте $z_{\text{add}} = 30$ см от поверхности анода установки магнитными зондами, расположенными на радиусе $R_p = 6$ см и азимутальных углах $\varphi \in [0^\circ, 30^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 210^\circ, 270^\circ, 300^\circ]$, представленные в различные моменты времени $t \in [5.9; 6.3; 7.0; 7.2; 7.4; 7.7; 8.9]$ мкс относительно момента особенности на dI/dt .

В частности, в каждом разряде можно выделить группу зондов (обозначены темными кружками), показания которых соответствуют предполагаемому распределению магнитного поля (обозначено штриховой окружностью), создаваемого центральным (осевым) током.

Анализ азимутальных распределений $B_\phi(\varphi)$ показывает, что положение областей с повышенным уровнем B_ϕ -поля (обозначены светлыми кружками) меняется как во времени, так и в пространстве (см. рис. 17 (t_3) и рис. 18 ($t_2 - t_7$)). По-видимому, в некоторые моменты времени (см., напр., момент t_3 на рис. 17, моменты t_5 и t_6 на рис. 18) положение областей с повышенным уровнем B_ϕ -поля попадало в те позиции по азимутальному углу φ , где не были установлены маг-

нитные зонды. Для лучшего восприятия вращательной динамики данных областей плазмы они были обозначены пустыми кружками. Пространственно-временная характеристика изменения распределения $B_\phi(\varphi)$ свидетельствует о сложном движении плазмы в осевом плазменном выбросе. Одновременно могут проследиваться два типа движения: азимутальное вращение отдельных частей плазменного потока и смещение оси центрального тока относительно оси пролетной камеры установки. Последнее подробно обсуждалось в разделе 3.1 настоящей статьи.

Так, в моменты $t_1 - t_4$ наблюдается вращательное движение областей с повышенным уровнем магнитного поля против часовой стрелки, как показано на рис. 17 ($t_1 - t_4$). При этом ось централь-

Таблица 1. Оценка угловой скорости вращения плазмы ω_{mag} с магнитным полем

№ рис.	$\Delta t = t_i - t_j$, мкс	$\Delta\varphi = \varphi_i - \varphi_j$, град (рад)	$\omega_{\text{mag}} = \Delta\varphi/\Delta t$, рад/с
17	$t_2 - t_1 = 6.9 - 6.3 = 0.6$	$\varphi_2 - \varphi_1 = 375 - 285 = 90^\circ (\pi/2)$	2.6×10^6
	$t_3 - t_2 = 7.6 - 6.9 = 0.7$	$\varphi_3 - \varphi_2 = 45 - 15 = 30^\circ (\pi/6)$	0.8×10^6
	$t_4 - t_3 = 7.9 - 7.6 = 0.3$	$\varphi_4 - \varphi_3 = 60 - 45 = 15^\circ (\pi/12)$	0.9×10^6
			$\bar{\omega}_{\text{mag}} \sim 1.4 \times 10^6$
18	$t_3 - t_2 = 7.0 - 6.3 = 0.7$	$\varphi_3 - \varphi_2 = 195 - 150 = 45^\circ (\pi/4)$	1.1×10^6
	$t_4 - t_3 = 7.2 - 7.0 = 0.2$	$\varphi_4 - \varphi_3 = 220 - 195 = 25^\circ (\sim 0.44)$	2.2×10^6
	$t_5 - t_4 = 7.4 - 7.2 = 0.2$	$\varphi_5 - \varphi_4 = 270 - 220 = 50^\circ (\sim 0.87)$	4.4×10^6
	$t_6 - t_5 = 7.7 - 7.4 = 0.3$	$\varphi_6 - \varphi_5 = 330 - 270 = 60^\circ (\pi/3)$	3.5×10^6
	$t_7 - t_6 = 8.9 - 7.7 = 1.2$	$\varphi_7 - \varphi_6 = 440 - 330 = 110^\circ (\sim 1.92)$	1.6×10^6
			$\bar{\omega}_{\text{mag}} \sim 2.6 \times 10^6$

ного тока в моменты времени t_3 и t_4 смещается в сторону сектора (180° – 240°). Аналогичная картина, демонстрирующая азимутальное вращение областей плазмы в потоке с повышенным уровнем магнитного поля, представлена на рис. 18. На моменты t_1 и t_2 наблюдается неоднородное распределение $B_\varphi(\varphi)$ из-за того, что передний фронт плазменного потока не плоский, как подробно обсуждалось выше в п. 3.1 данной статьи. В период $t_2 - t_7$ наблюдаются последовательные стадии распространения (далее, вращения) области с повышенным уровнем B_φ -поля против часовой стрелки. Вполне возможно, что такое вращение можно связать со спиральной структурой области плазменного потока, где протекает центральный ток. В представленном примере на момент времени $t_5 = 7.4$ мкс две точки на 210° и 270° лежат вне окружности, в результате чего зонды в этих позициях регистрируют магнитное поле около 0.6 кГс, в то время как остальные зонды — около 0.4 кГс. То есть в данном случае область плазменного потока с захваченным B_φ -полем смещена в сторону сектора 210° – 270° пролетной камеры.

В табл. 1 представлены результаты оценки угловой скорости вращения ω_{mag} областей плазмы с повышенным уровнем B_φ -поля, полученные из азимутальных распределений магнитного поля $B_\varphi(\varphi)$ рис. 17 и 18. В среднем оценка угловой скорости ω_{mag} этого вращения дает значение $\omega_{\text{mag}} \sim (1.4\text{--}2.6) \times 10^6$ рад/с, что хорошо соответствует результатам, полученным с помощью кадровых ЭОП-регистраторов $\omega_{\text{opt}} \sim (0.5\text{--}3.0) \times 10^6$ рад/с. Таким образом, еще одной диагностикой удалось

показать наличие вращательного момента у плазменного потока. Более того, совокупность полученных результатов позволяет предположить, что вращение происходит, скорее всего, против часовой стрелки.

4. СООТВЕТСТВИЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИМ ИСТОЧНИКАМ

Как уже отмечалось, согласно современным представлениям все астрофизические струйные выбросы должны обладать двумя основными свойствами [7]. Во-первых, это наличие электрического тока вдоль оси выброса, а во-вторых, существование вращения, связанного с вращением “центральной машины”. Поэтому обнаружение вращения плазменного выброса в лабораторном эксперименте окончательно подтвердило возможность моделирования струйных выбросов из молодых звезд на установках ПФ.

Действительно, в лабораторном эксперименте оказались воспроизведены все основные морфологические свойства, предсказываемые МГД-теорией астрофизических струйных выбросов. Более того, оказалось, что основные характеристики выбросов не только качественно, но и количественно соответствуют предсказаниям теории. Прежде всего это наличие узкого кора (сердцевины), содержащего практически весь истекающий электрический ток I . Это свойство следует из известного свойства нерелятивистских течений, впервые теоретически предсказанного в работе [30] и затем подтвержденного в численном моделировании [31]. При этом продольный электрический ток должен быть локализован как раз в области $r < r_{\text{core}}$, где тороидальное магнитное по-

ле B_ϕ линейно растет с расстоянием r от оси джета. С другой стороны, на расстояниях $r > r_{\text{core}}$ тороидальное магнитное поле B_ϕ должно уменьшаться по стандартному закону $B_\phi \propto r^{-1}$, что и наблюдается в лабораторном эксперименте.

Что же касается угловой скорости вращения, то она, как уже отмечалось, могла быть грубо оценена уже из первых экспериментов на установке ПФ-3. Дело в том, что предсказываемый теорией цилиндрических нерелятивистских струйных выбросов радиус центрального кора может быть записан в виде

$$r_{\text{core}} = \frac{v_z}{\Omega_F}, \quad (2)$$

где Ω_F в данном случае есть угловая скорость вращения “центральной машины”. Отметим, что для характерных параметров молодых звезд $r_{\text{core}} \sim 0.3$ а.е., т.е. этот масштаб находится за пределами разрешения современных приемников. Однако в лабораторном эксперименте эту величину естественно связать с центральным кором ($r_{\text{core}} \sim 1$ см), что для $v_z \sim (10^6 - 10^7)$ см/с дает $\Omega_F \sim (10^6 - 10^7)$ с⁻¹.

Эта грубая оценка может быть получена и из других соображений. Дело в том, что в сильно замагниченной плазме вращение “центральной машины” должно неизбежно приводить к появлению радиального (по направлению к оси вращения) электрического поля E_r , величина которого определяется как

$$E_r = \frac{\Omega_F r}{c} B_z, \quad (3)$$

где B_z есть продольное (полоидальное) магнитное поле. С другой стороны, благодаря условию вращательности $\mathbf{E} + (\mathbf{v}/c) \times \mathbf{B} = 0$ мы можем оценить радиальное поле как $E_r \sim v_z B_\phi / c$. В результате имеем

$$\Omega_F \sim \frac{v_z}{B_z} \frac{dB_\phi}{dr}. \quad (4)$$

Как мы видим, основная неопределенность здесь связана с величиной продольного магнитного поля B_z . В дальнейшем для удобства мы будем использовать величину

$$B_M = \frac{dB_\phi}{dr} r_{\text{core}}, \quad (5)$$

соответствующую амплитуде тороидального магнитного поля на масштабе $r = r_{\text{core}}$, а также отно-

шение $\alpha = B_z / B_M$. В результате оценка для Ω_F может быть записана как

$$\Omega_F \sim \alpha^{-1} \frac{v_z}{r_{\text{core}}}, \quad (6)$$

что лишь параметром α^{-1} отличается от оценки, получаемого из соотношения (2). Такое отличие естественно связать как с неопределенностью оценки $E_r \sim v_z B_\phi / c$, так и с тем, что оба эти соотношения были получены для цилиндрических конфигураций. С другой стороны, ранее выполненные измерения B_z -поля на установках ПФ-3 [28] и КПФ-4 (Сухумский физико-технический институт) [24] показали, что величина α может находиться в пределах 0.1–1, что приводит к близости оценок (1) и (6). Отметим, что эти оценки также показывают, что на расстоянии $r \sim r_{\text{core}}$ тороидальная скорость по порядку величины сравнивается с полоидальной, что согласуется и с результатами, полученными в эксперименте LabJet [19].

Более того, совпадения на этом не заканчиваются. Оказывается, что в рамках МГД-приближения в сверхзвуковой области течение не может быть сильно замагниченным, т.е. поток энергии плазмы должен быть порядка потока электромагнитного поля, даже если течение у основания струйного выброса было сильно замагниченным. В результате поток электромагнитной энергии (вектора Пойнтинга) $W_{\text{em}} = (c/4\pi) \int E_r B_\phi ds$, как это и предсказывается в рамках электромагнитной модели, должен быть одного порядка с кинетическим потоком частиц $W_{\text{part}} = \int \rho v_z^3 / 2 ds$. Естественно, в нашем случае условие $W_{\text{em}} \sim W_{\text{part}}$ соответствует условию равенства плотностей энергии электромагнитного поля и кинетической энергии частиц $B_\phi^2 / 8\pi \sim \rho v_z^2 / 2$, которое также выполняется с хорошей точностью. Подчеркнем, что точного совпадения здесь ожидать не приходится, поскольку соотношения (2)–(6) относятся к цилиндрическим течениям, которые сильно отличаются от структуры плазменного выброса на установке ПФ-3 [32].

5. ВЫВОДЫ

Проведенные на установке ПФ-3 эксперименты по исследованию азимутального распределения магнитного поля, захваченного плазменным потоком, позволили существенно расширить возможности лабораторного моделирования и получить новые данные по физике астрофизических джетов. Исходя из результатов экспериментов можно сделать следующие выводы.

- Измерение тороидального магнитного поля на одном радиусе и в нескольких точках по азимуту позволяет определить положение области протекания центрального тока осевого плазменного выброса и ее смещение относительно оси пролетной камеры установки. При этом некоторые магнитные зонды, расположенные на периферии плазменного потока, регистрируют магнитное поле обратного знака, которое соответствует направлению магнитного поля обратного тока, замыкающегося на периферии.

- По совокупности зондовых измерений следует, что периферия плазменного потока (его край) в экспериментах с рабочим газом Ne лежит в диапазоне радиусов 6–8 см.

- Неоднородность распределения магнитного поля в азимутальном направлении, а также зарегистрированный обратный знак магнитного поля соответствуют ситуации, когда обратный ток распределен на периферии потока неоднородно, в виде отдельных токовых каналов.

- Наблюдаются различная длительность и форма зарегистрированных сигналов с зондов, расположенных на одном радиусе, но в различных позициях в азимутальном направлении. Это может быть связано с несинхронным приходом плазмы с магнитным полем в область зондов вследствие сложной формы переднего фронта плазменного потока (т.н. “конус Маха”), состоящего из нескольких сгустков, видимых на оптических изображениях потока.

- При прохождении переднего фронта плазменного потока, также как и при прохождении его хвостовой части положения магнитных зондов регистрируется направление B_ϕ -компонента магнитного поля, противоположное направлению B_ϕ -поля центрального тока, текущего по оси плазменного потока. Это связано с азимутальной неоднородностью растекания токов в головной и хвостовой частях плазменного потока.

- Анализ полной базы зондовых измерений позволил определить пространственно-временную характеристику изменения распределения $B_\phi(\phi)$, которая в совокупности с данными оптических скоростных регистраторов свидетельствует о сложном движении плазмы в осевом плазменном выбросе. Одновременно могут проследиваться два типа движения: азимутальное вращение отдельных частей плазменного потока и смещение оси центрального тока относительно оси пролетной камеры установки.

- Сделана оценка угловой скорости вращения плазмы в осевом плазменном выбросе. В среднем оценка угловой скорости вращения ω_{mag} , полученная из магнитных измерений, дает значение $\omega_{\text{opt}} \sim (1.4\text{--}2.6) \times 10^6$ рад/с, что хорошо соответ-

ствует результатам, полученным с помощью кадровых ЭОП-регистраторов и оптических регистраторов с щелевой разверткой: $\omega_{\text{opt}} \sim (0.5\text{--}3.0) \times 10^6$ рад/с.

- Наконец, показано, что полученные результаты находятся в соответствии с МГД теорией струйных выбросов. Это окончательно подтвердило возможность моделирования струйных выбросов из молодых звезд на установках ПФ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 18-29-21006.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *B. A. Remington, R. P. Drake, and D. D. Ryutov*, Rev. Modern Physics **78**, 755 (2006).
2. *B. Albertazzi, A. Ciardi, M. Nakatsutsumi, T. Vinci, et al.*, Science **346**, 325 (2014).
3. *В. С. Беляев, Г. С. Бисноватый-Коган, А. И. Громов, Б. В. Загреев, А. В. Лобанов, А. П. Матафонов, С. Г. Мусеенко, О. Д. Торопина*, Астрон. журн. **95**, 171 (2018).
4. *S. V. Lebedev, A. Frank, and D. D. Ryutov*, Rev. Modern Physics **91**, id. 025002 (2019).
5. *P. M. Bellan*, J. Plasma Phys. **84**, id. 755840501 (2018).
6. *V. I. Krauz, V. S. Beskin, and E. P. Velikhov*, Intern. J. Modern Physics D **27**, id. 1844009 (2018).
7. *В. С. Бескин*, Успехи физ. наук **180** (12), 1241 (2010).
8. *В. Г. Сурдин* Рождение звезд (М.: УРСС, 2001).
9. *F. Mertens, A. P. Lobanov, R. C. Walker, and P. E. Hard-ee*, Astron. and Astrophys. **595**, id. A54 (2015).
10. *G. S. Bisnovatyi-Kogan*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **376**, 457 (2007).
11. *Г. С. Бисноватый-Коган, Б. В. Комберг, А. М. Фридман*, Астрон. журн. **46** (3), 465 (1969).
12. *D. Mourenas, J. Vierne, F. Simonet, V. I. Krauz, S. A. Nikulin, V. V. Myalton, and M. A. Karakin*, Phys. Plasmas **10**, 605 (2003).
13. *В. И. Крауз, В. П. Виноградов, В. В. Мялтон, Ю. В. Виноградова, А. М. Харрасов*, ВАНТ, Сер. Термояд. синтез **41**, 48 (2018).
14. *С. Н. Полухин, А. Е. Гурей, В. Я. Никулин, Е. Н. Перегудова, П. В. Силин*, Физ. плазмы **46**, 99 (2020).
15. *V. I. Krauz, M. Paduch, K. Tomaszewski, K. N. Mitrofanov, A. M. Kharrasov, A. Szymaszek, and E. Zielinska*, Euro Physics Lett. **129**, id. 15003 (2020).
16. *К. Н. Митрофанов, В. И. Крауз, В. В. Мялтон, Е. П. Велихов, В. П. Виноградов, Ю. В. Виноградова*, ЖЭТФ **146**, 1035 (2014).
17. *К. Н. Митрофанов, С. С. Ананьев, Д. А. Войтенко, В. И. Крауз, Г. И. Астапенко, А. И. Марколия, В. В. Мялтон*, Астрон. журн. **94** (2), 152 (2017).
18. *D. J. Ampleford, S. V. Lebedev, A. Ciardi, S. N. Bland, et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, id. 035001 (2008).
19. *E. S. Lavine and S. You*, Phys. Rev. Lett. **123**, id. 145002 (2019).

20. *Д. А. Войтенко, С. С. Ананьев, Г. И. Астапенко, А. Д. Басилая, и др.*, *Физ. плазмы* **43**, 967 (2017).
21. *С. С. Ананьев, С. А. Данько, В. В. Мялтон, Ю. Г. Калинин, В. И. Крауз, В. П. Виноградов, Ю. В. Виноградова*, *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез* **36**, 102 (2013).
22. *В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, В. В. Мялтон, В. П. Виноградов, и др.*, *Физ. плазмы* **36**, 997 (2010).
23. *С. С. Ананьев, В. И. Крауз, В. В. Мялтон, А. М. Харрасов*, *ВАНТ, Сер. Термояд. синтез* **40**, 21 (2017).
24. *В. И. Крауз, Д. А. Войтенко, К. Н. Митрофанов, В. В. Мялтон, Р. М. Ариба, Г. И. Астапенко, А. И. Марколия, А. П. Тимошенко*, *ВАНТ, сер. Термояд. синтез* **38**, 19 (2015).
25. *V. V. Lebedev and G. G. Feldman*, *Proc. SPIE* **3516**, 23rd Intern. Congress on High-Speed Photography and Photonics, edited by V. P. Degtyareva, M. A. Monastyrski, M. Y. Schelev, A. V. Smirnov, p. 856 (1999).
26. *В. П. Виноградов, В. И. Крауз, А. Н. Мокеев, В. В. Мялтон, А. М. Харрасов*, *Физ. плазмы* **42**, 1033 (2016).
27. <http://www.bifocompany.com>
28. *V. Krauz, V. Myalton, V. Vinogradov, E. Velikhov, et al.*, *Proc. 42nd EPS Conf. Plasma Physics* **39E**, 4.401 (2015).
29. *И. В. Ильичев, В. И. Крауз, М. Г. Левашова, В. С. Луцица, В. В. Мялтон, А. М. Харрасов, Ю. В. Виноградова*, *Физ. плазмы* **46**, 419 (2020).
30. *J. Heuvaerts and J. Norman*, *Astrophys. J.* **347**, 1055 (1989).
31. *S. V. Bogovalov and K. Tsinganos*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **305**, 211 (1999).
32. *В. С. Бескин, И. Ю. Калашников*, *Письма в Астрон. журн.* **46** (7), 494 (2020).

УДК 524.527-77

ЭВОЛЮЦИЯ МАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОН В ОБЛАСТИ АКТИВНОГО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ W75N. I. ИССЛЕДОВАНИЯ В ЛИНИИ 1665 МГц

© 2021 г. П. Колом¹, Н. Т. Ашимбаева², Е. Е. Лехт^{2,*}, М. И. Пашенко²,
Г. М. Рудницкий², А. М. Толмачев³

¹ Медонская обсерватория, Медон, Франция

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

³ Пушчинская радиoaстрономическая обсерватория,
Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Пушкино, Россия

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

Поступила в редакцию 06.07.2020 г.

После доработки 30.08.2020 г.

Принята к публикации 30.08.2020 г.

Представлены результаты мониторинга мазерного источника ОН в W75 N в главной линии 1665 МГц, выполненного в 2007–2020 гг. на радиотелескопе в Нансэ (Франция). Период 2007–2009 гг. характерен высокой активностью мазера в целом. В процессе выполнения мониторинга обнаружены временные вариации параметров Стокса для всех спектральных деталей в диапазоне лучевых скоростей от -1 до 14 км/с. Обнаружено, что позиционный угол χ и степень линейной поляризации m_L , а также степень круговой поляризации m_C большинства деталей меняются со временем не хаотично, а по определенным закономерностям, либо меняются очень слабо и имеется корреляция с переменностью плотности потока. При этом лучевые скорости деталей меняются очень слабо. Показано, что основная деталь 12 км/с на протяжении 50 лет с момента открытия мазера ОН в W75 N имела два максимума активности с интервалом между ними около 30 лет. Проведено отождествление спектральных деталей в линии 1665 МГц с мазерными пятнами на VLBA картах. Показано, что сильная вспышка основных деталей в 2007 – 2009 гг. произошла в источнике VLA 2. В период этой вспышки наблюдались небольшие изменения угла χ и существенные изменения степени как линейной, так и круговой поляризации деталей 1.75 , 2.1 и 3.05 км/с. У детали 0.65 км/с наблюдались существенные изменения всех параметров излучения. В спутниковой линии 1612 МГц излучение широкополосное. Уширение линии до 1.9 км/с свидетельствует о том, что в среде, кроме теплового, имеется также турбулентное движение вещества.

DOI: 10.31857/S0004629921010011

1. ВВЕДЕНИЕ

Источник W75 N (G81.871+0.781) расположен в сложном гигантском молекулярном комплексе Cygnus X, где идет процесс активного образования массивных звезд. Расстояние до источника, основанное на оценках расстояния до ассоциаций Суг OB, оценивается в 2 кпк [1]. Наблюдения методом тригонометрического параллакса мазерных пятен метанола для шести эпох в 2009 – 2010 гг. дают меньшее расстояние, равное 1.3 кпк [2]. W75 N включает в себя ряд плотных газо-пылевых облаков, компактные области НП (VLA 1, VLA 2 и VLA 3 [3]) вокруг массивных молодых звезд и мазерные источники гидроксила (ОН), воды (H_2O) и метанола (CH_3OH). Имеется сильное ИК-излучение [4]. Считается, что три источ-

ника континуума VLA находятся на разных стадиях эволюции.

Источник VLA 1 отождествляется с радиоджетом. Он сильно вытянут в направлении с северо-востока на юго-запад на 2000 а.е. Вдоль него располагаются мазерные детали H_2O , которые группируются в три скопления. Источник радиоконтинуума VLA 2 пространственно не разрешен ($\leq 0.08''$). Он ассоциируется с протопланетным диском. Масса центральной звезды составляет $\approx 10 M_\odot$, а радиус системы около 160 а.е. Имеется расширяющаяся околозвездная оболочка со сложной иерархической структурой, в которой расположены отдельные мазерные детали H_2O , их скопления и другие сложные образования (не-

однородные волокна, многозвенные цепочки, фрагменты оболочки) (см., напр., [5, 6]).

Мазерное излучение ОН в источнике W75 N впервые наблюдали Цуккерман и др. [7]. Мазеры ОН в этой области сосредоточены в двух центрах активности, связанных с источниками радиоконтинуума — компактными областями III VLA 1 и VLA 2. Излучение ОН в W75 N оказалось сильно переменным [8–10].

Наблюдения в линиях ОН могут дать информацию о величине и направлении магнитного поля в областях звездообразования. В магнитном поле линии расщепляются за счет эффекта Зеемана, что вызывает как круговую, так и линейную поляризацию мазерного излучения. Выявление зеемановской структуры в профилях поляризованного мазерного излучения позволяет сделать оценки напряженности магнитного поля в источниках (в мазерных пятнах). Измеренные величины поля достигают нескольких десятков миллигаусс, что на 2–3 порядка величины выше, чем среднее поле в межзвездной среде.

Магнитное поле играет важную роль в процессе образования звезд не только на ранней стадии их формирования, но и на всех стадиях его эволюции. На ранней стадии магнитное поле усиливает эффективность процесса слияния гигантских молекулярных облаков. Замагниченные молекулярные облака могут двигаться только вдоль силовых линий, и их движение является одномерным, при этом вероятность столкновения и слияния облаков увеличивается по сравнению с трехмерным движением в отсутствие магнитного поля. На стадии фрагментации гигантских молекулярных облаков магнитное поле, наряду с вращением, существенно модифицирует процесс коллапса и аккреции вещества на центральную протозвезду.

В частности, определение величины и направления движения магнитного поля поможет нам лучше понять его роль в формировании околозвездных дисков ударными или магнитогидродинамическими волнами (МГД-волнами) на границе раздела компактной III области и окружающего ее молекулярного облака.

Многочисленные интерферометрические исследования мазеров ОН в W75 N были выполнены в ряде работ [11–15]. Например, на карте мазера ОН W75 N [13], полученной на системе VLBA 1 июля 1998 г., мазерные конденсации образуют вытянутую дугу, охватывающую источник радиоконтинуума VLA 1. Такая структура укладывается в модель околозвездного диска и повторяется на всех картах, от эпохи к эпохе. Впервые такую модель предложили Хашик и др. [16]. Однако сравнение карт разных эпох показало, что имеется сильная переменность излучения некоторых деталей, и они вообще могут не наблюдаться в неко-

торые эпохи. Кроме того, Фиш и др. [15] указывают на существование собственного движения некоторых мазерных пятен со средней скоростью 3.5 км/с.

На основе данных интерферометрии мазеров ОН были рассмотрены модели магнитного поля в W75 N. Грей и др. [17] предполагают наличие восточного центрального объекта области VLA 1 вращающегося молекулярного диска, в котором сосредоточены мазерные конденсации. Величины и направления магнитного поля в этой модели соответствуют закрученным линиям поля во вращающемся диске. Согласно модели Фиша и др. [18] имеются два преимущественных направления векторов поля вблизи VLA 1: север–юг и восток–запад.

В настоящей работе мы представляем результаты многолетнего мониторинга источника мазерного излучения ОН W75 N в главной линии 1665 МГц с целью исследования эволюции параметров Стокса большинства спектральных деталей. Некоторые результаты исследования круговой поляризации были изложены ранее в работе [19]. В настоящей работе также приводятся некоторые данные по наблюдениям в линиях 1667, 1612 и 1720 МГц. Подробный анализ этих данных будет представлен в наших последующих публикациях.

2. АППАРАТУРА И НАБЛЮДЕНИЯ

Мониторинг мазерного источника W75 N в области активного звездообразования в линиях гидроксила на длине волны 18 см проводился нами в 2007–2020 гг. на радиотелескопе в Нансэ (Франция). Чувствительность телескопа составляет 1.4 Ян/К для точечного источника с неполяризованным излучением. Шумовая температура системы составляла от 35 до 60 К в зависимости от условий наблюдения. На склонении $\delta = 35^\circ$ диаграмма направленности телескопа на данной волне равна $3.5' \times 20.4'$ по прямому восхождению и склонению соответственно.

Спектральный анализ проводится автокорреляционным спектроанализатором из 8192 каналов. Спектроанализатор был разделен на восемь батарей по 1024 канала. Во всех наблюдениях проводилась регистрация излучения (плотности потока) в двух круговых поляризациях (*RC* и *LC*) и при четырех ориентациях линейной поляризации (*L0/L90* и *L45/L135*) с поворотом облучателя на 45° , что в итоге давало шесть мод поляризации. Это позволило определить все параметры Стокса (*I*, *Q*, *U* и *V*).

$$I = F(0^\circ) + F(90^\circ) = F(RC) + F(LC), \quad (1)$$

$$Q = F(0^\circ) - F(90^\circ), \quad (2)$$

$$U = F(45^\circ) - F(135^\circ), \quad (3)$$

$$V = F(RC) - F(LC). \quad (4)$$

В наших наблюдениях 2007–2009 гг. частотное разрешение составляло 763 Гц. Это соответствует разрешению по лучевой скорости 0.137 км/с. В наблюдениях 2010–2020 гг. разрешение было вдвое выше, 0.068 км/с. Подробное описание методики наблюдений на радиотелескопе в Нансэ изложено, например, в работах Слыш и др. [20] и Ашимбаева и др. [21].

Основное внимание в настоящей работе уделено исследованию наблюдений в линии ОН 1665 МГц, поскольку в этой линии имеется наибольшее число эмиссионных деталей. Подробный анализ наблюдений в линиях 1667 и 1720 МГц и возможной корреляции переменности излучения во всех линиях (плотности потока, степени поляризации и позиционного угла) будут представлены в нашей последующей публикации.

На рис. 1–5 представлены результаты наблюдений в линии 1665 МГц в избранные эпохи в линейной поляризации (спектры) и параметры Стокса I , Q и U . Спектры приведены для четырех ориентаций линейной поляризации. Все спектры нанесены линиями одной толщины, поскольку основная цель рисунков – показать, как сильно меняется сигнал от позиционного угла для каждой спектральной детали. Эпохи наблюдений для рисунков выбраны такими, чтобы показать наиболее характерные изменения структуры спектров. Кроме того, результаты эпохи 21.05.2010 показаны потому, что были проведены наблюдения в спутниковой линии 1612 МГц. Излучение в этой линии оказалось неполяризованным, широкополосным. Есть все основания считать его тепловым, поэтому в дальнейшем наблюдения проводились в главных линиях 1665 и 1667 МГц и в спутниковой линии 1720 МГц.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

В спектрах ОН 1665 МГц в линейной поляризации насчитывается более 30 деталей. Наиболее интенсивные детали/(группы деталей) имеют лучевые скорости 0.65, 2–2.3, 4.1, 5–6, 9.14 и 12.05 км/с. Детали на 4.1 и 9.14 км/с являются одиночными и достаточно узкими, а детали 0.65 и 12.05 км/с являются двойными. В частности, последняя из них блендирована более слабой деталью со скоростью 12.3 км/с. Остальные имеют более сложную структуру.

Самым сложным является спектральный участок 5–6 км/с. Согласно Слышу и др. [13] при наблюдениях в 1998 г. в этой группе насчитывалось четыре компонента. Структура линии излучения этой группы сильно меняется при переходе от одного позиционного угла к другому. Наш мониторинг показал, что также имеются изменения от эпохи к эпохе. Наблюдаемый характер измене-

ний структуры линии этой группы хорошо объясняется при наличии пяти компонентов. Это показано на рис. 6. Тонкими линиями вписаны гауссианы.

Чтобы показать наиболее характерные изменения мазерного излучения ОН в линии 1665 МГц, которые происходили при мониторинге W75 N, мы на рис. 7 представили излучение трех основных групп деталей в четырех направлениях линейной поляризации для разных эпох. Для каждой спектральной детали указаны позиционный угол и степень линейной поляризации (за исключением деталей в центральном столбце, поскольку имеет место наложение излучения одних деталей на другие).

В случаях неединичных деталей изменения профиля линии могут происходить, если компоненты имеют разные позиционные углы линейной поляризации, или разные степени поляризации. Это хорошо видно на примере двух деталей в интервале лучевых скоростей 12.0–12.5 км/с.

4. ДИСКУССИЯ

Спектр ОН на частоте 1665 МГц содержит большее число деталей и занимает больший диапазон скоростей, чем спектры в линии 1667 МГц. Это также отметили ранее Слыш и др. [13] по наблюдениям в июле 1998 г. Кроме того, они не обнаружили излучение в спутниковой линии 1720 МГц. Наши наблюдения показали, что именно в этой линии происходили самые сильные вспышки мазера ОН.

Основное внимание было уделено исследованию мазерного излучения в главной линии 1665 МГц. Наш мониторинг (2007–2020 гг.) показывает, что в некоторых участках спектра происходили сильные изменения излучения как отдельных деталей, так и групп из тесных компонентов. На такие сильные изменения спектров, когда одни компоненты исчезали, а другие появлялись, так же указано в работе Слыша и др. [13].

4.1. Поляризационные исследования излучения в линии 1665 МГц

Для большинства спектральных деталей, как сильных, так и слабых, мы провели вычисление параметров линейной поляризации (степени поляризации m_L и позиционного угла χ) для разных эпох. Вычисления проводились по формулам:

$$m_L = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}, \quad (5)$$

$$\chi = 0.5 \arctg(U/Q), \quad (6)$$

где I , U и Q – параметры Стокса (см. раздел 3).

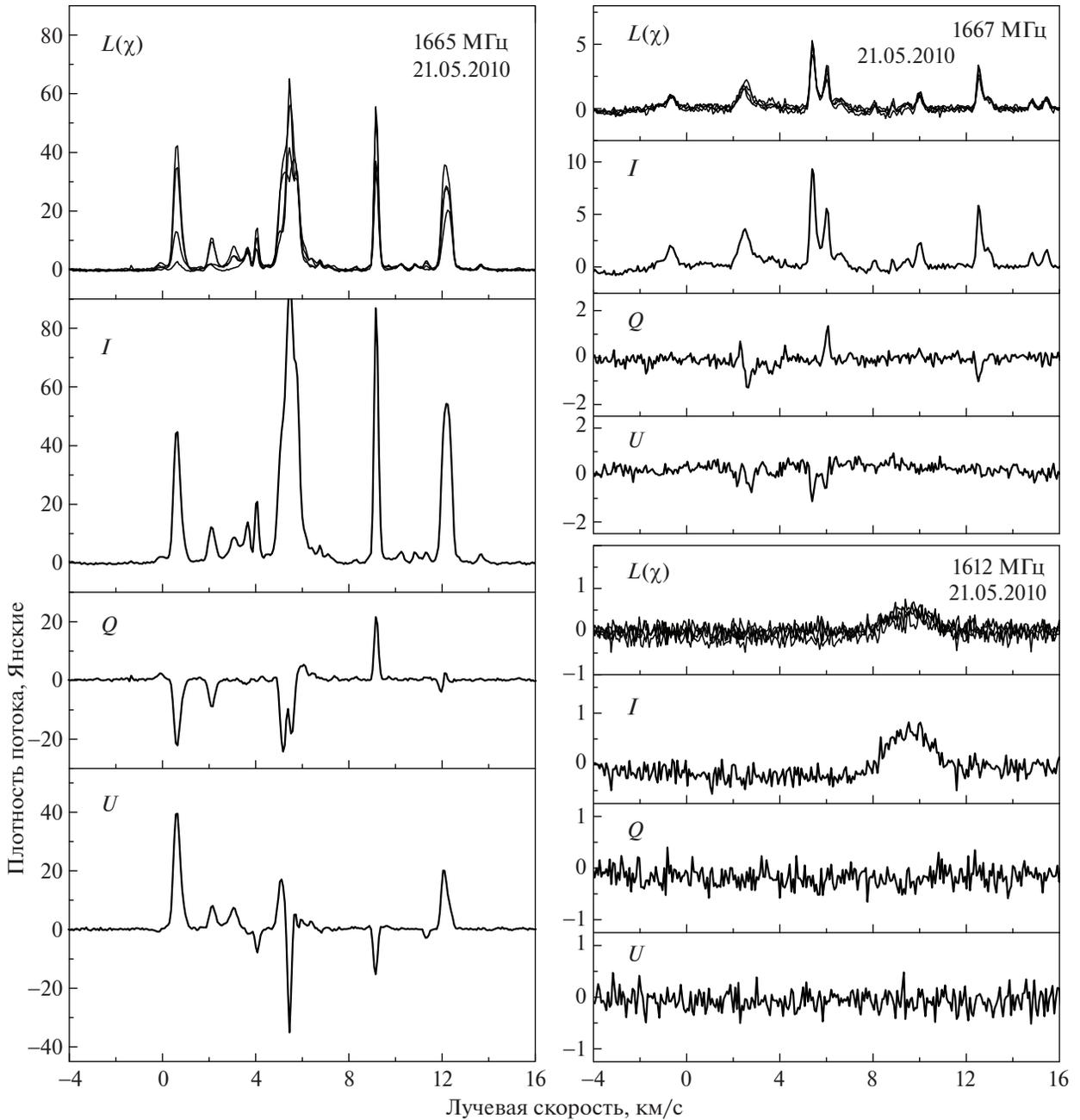


Рис. 1. Спектры мазерного излучения ОН и параметры Стокса I , Q и U в линиях 1665, 1667 и 1612 МГц в линейной поляризации в W75 N в эпоху 21.05.2010. Спектры $L(\chi)$ нанесены для четырех положений плоскости поляризации антенны: 0° , 45° , 90° и 135° .

Степень круговой поляризации вычислялась по формуле:

$$m_C = V/I. \quad (7)$$

На рис. 8 показано наложение на одном графике степени поляризации (верхняя панель) и позиционного угла (нижняя панель) для разных эпох наблюдений с 2010 по 2020 г. На нижней панели справа для наглядности показаны направле-

ния плоскости линейной поляризации. Средние значения m_L и χ нанесены светлыми кружками, которые соединены отрезками прямых линий.

Имеются скопления точек на верхнем и нижнем рисунках. Это означает, что на данных значениях лучевых скоростей параметры m_L и χ не меняются, либо слабо меняются со временем. Наиболее стабильным является позиционный угол. Это свидетельствует о том, что сохраняется на-

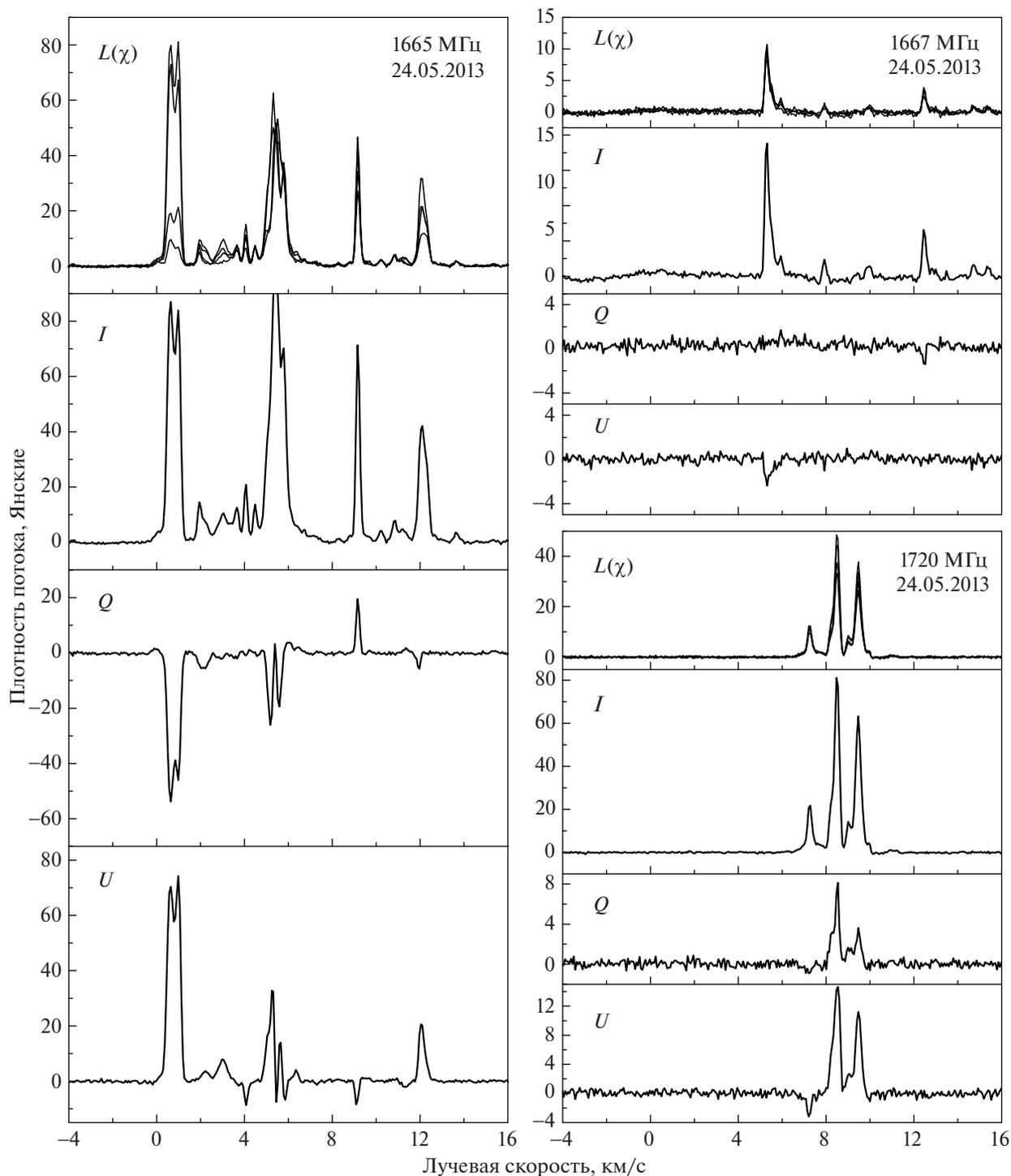


Рис. 2. То же, что на рис. 1, в линиях 1665, 1667 и 1720 МГц для эпохи 24.05.2013.

правление плоскости поляризации, но может меняться степень поляризации. Кроме того, имеются детали в спектре линии 1665 МГц, для которых мало меняется один из параметров, но более существенно меняется другой параметр. И, наконец, имеются детали, для которых наблюдается большой разброс точек обоих параметров.

Подробный анализ вариации параметров m_l и χ проведен для одиночных деталей -0.24 , 4.05 и 9.14 км/с, двойных 0.65 и 12.05 км/с, а также деталей в скоплениях в спектре в интервалах лучевых скоростей $1.9-2.2$ и $2.8-3.2$ км/с. Скопления, как правило, состоят из трех деталей и одна из них становится преобладающей в какую-либо эпоху.

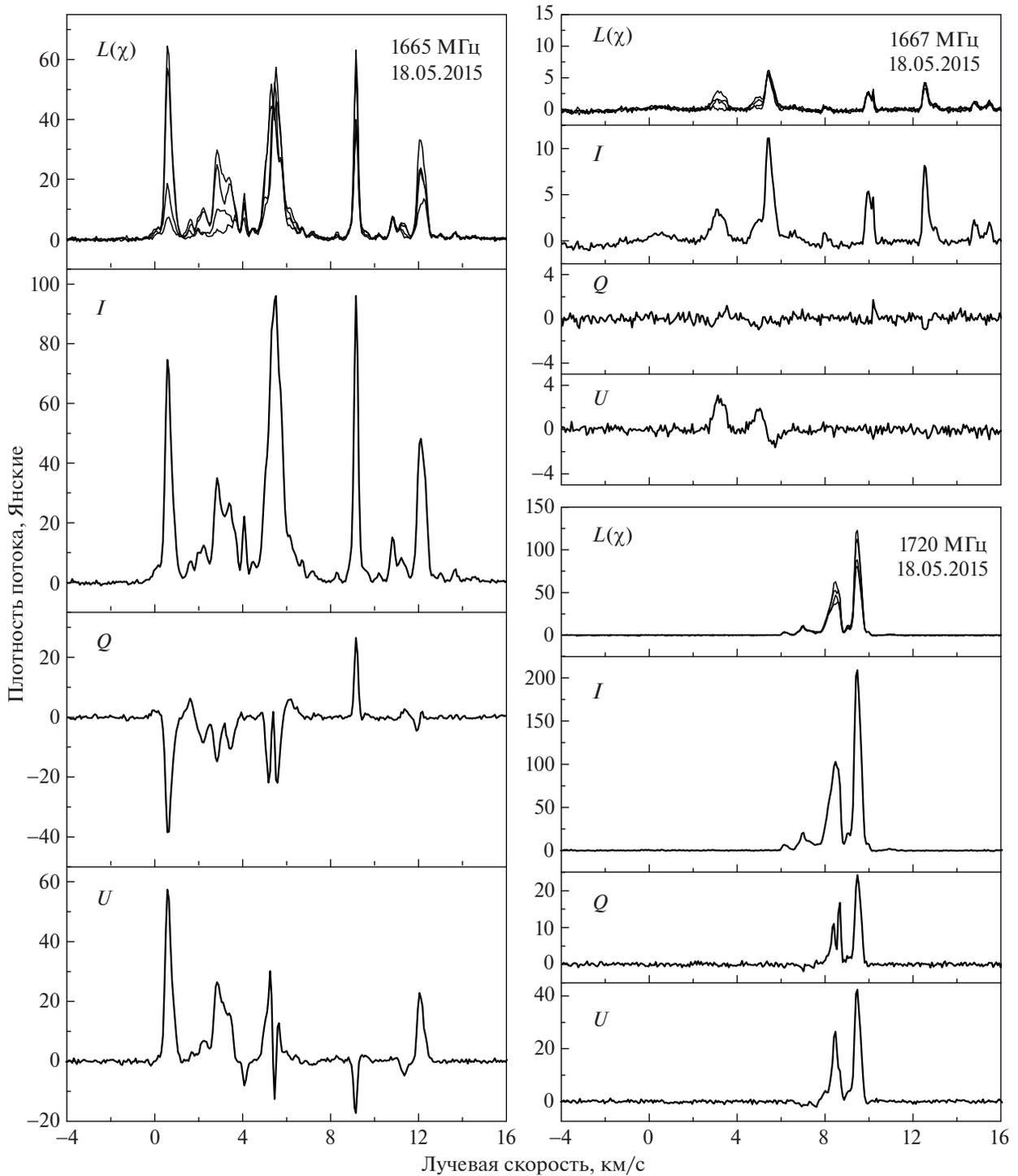


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для эпохи 18.05.2015.

Деталь 0.65 км/с была, в основном, одиночной. Вклад соседней детали был существенным лишь в течение короткого промежутка времени (2013 г.), а в остальное время ее излучение давало лишь небольшой вклад в правое крыло детали 0.65 км/с.

Для всех перечисленных выше спектральных деталей мы также провели анализ переменности

степени круговой поляризации m_c (см. (7)). Результаты проведенного анализа представлены на рис. 9. Для каждой кривой указаны лучевая скорость и вид поляризации. Кривые с индексами m_l и m_c отражают принадлежность к линейной и круговой поляризациям соответственно. Для луч-

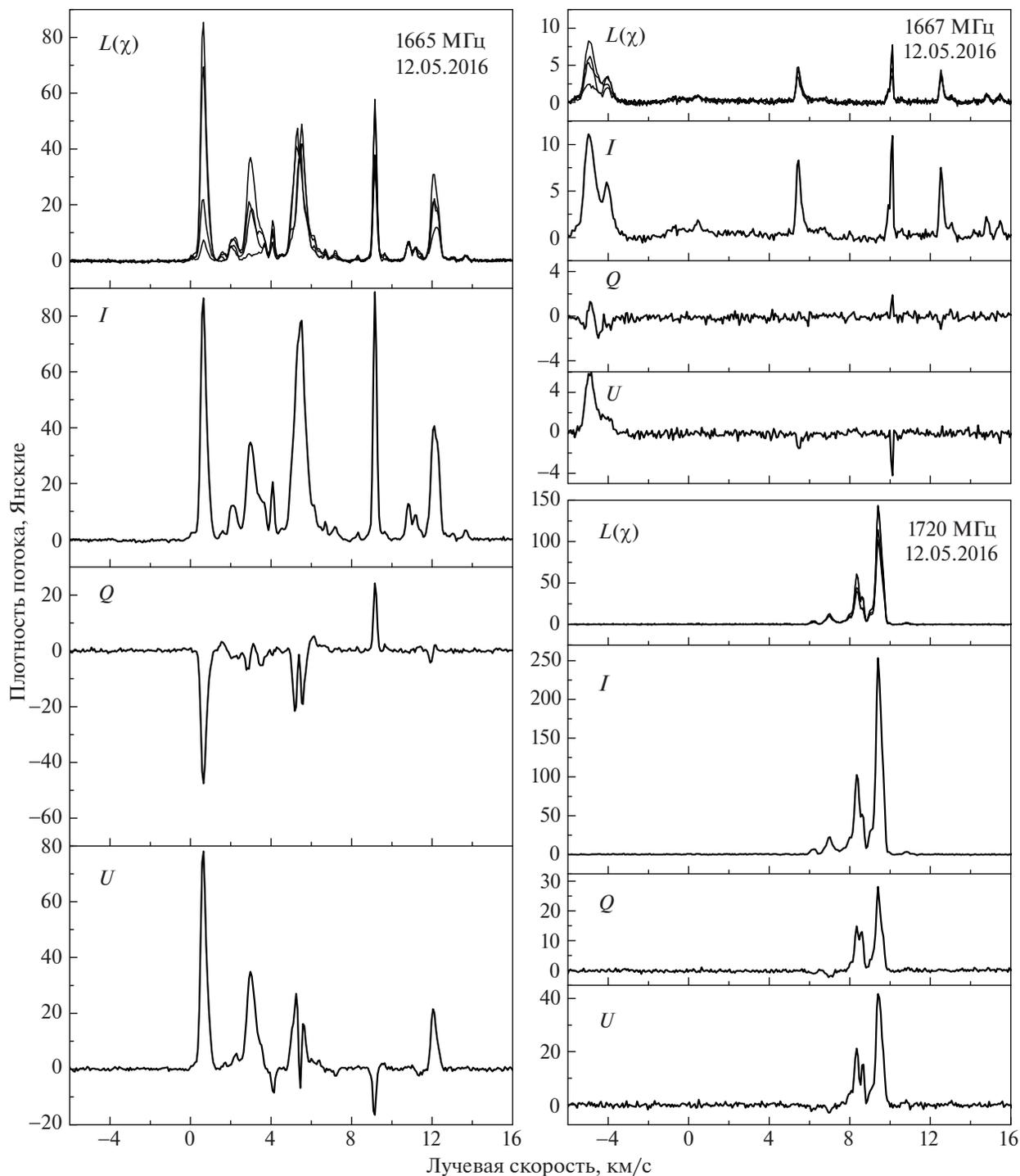


Рис. 4. То же, что на рис. 1, для эпохи 12.05.2016.

шего восприятия графиков для линейной поляризации введены светлые символы, а для круговой поляризации затемненные.

Прежде всего следует обратить внимание на то, что нет хаотических изменений параметров поляризации для всех восьми выбранных спектральных деталей. Отдельные сильные выбросы в

кривых на рис. 9 являются реальными. Они являются следствием кратковременных всплесков излучения отдельных спектральных деталей. Сказать что-либо о природе таких всплесков мы пока не можем.

Подробный анализ переменности поляризационных характеристик и каждой детали и воз-

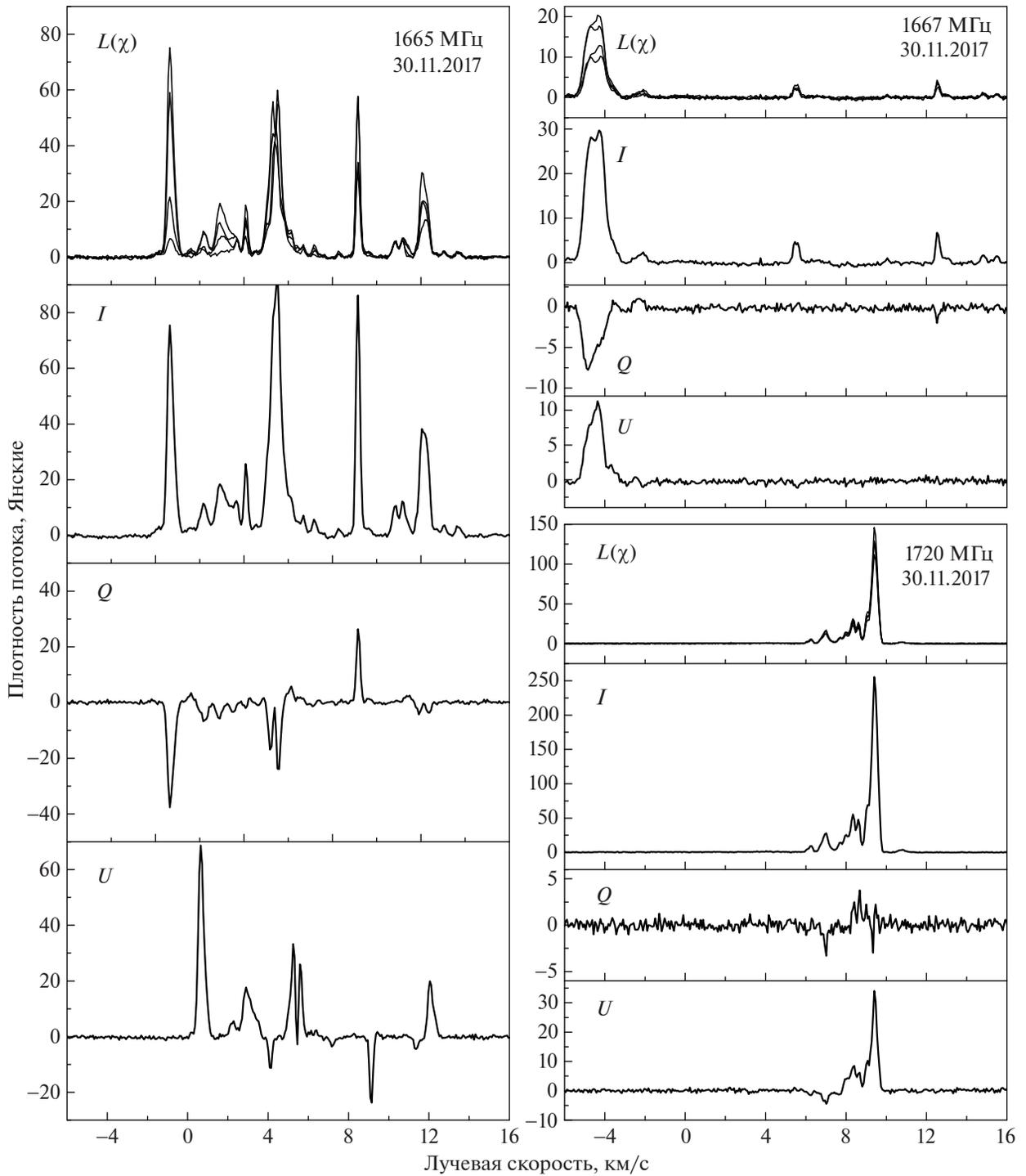


Рис. 5. То же, что на рис. 1, для эпохи 30.11.2017.

можную связь с переменностью плотности потока мы изложим в следующем разделе.

4.2. *Переменность излучения отдельных спектральных деталей*

Впервые изучение переменности мазерного излучения ОН провели Салливан и др. [22]. Они

сравнили потоки основных деталей в эпохи наблюдений 1968.5, 1970.7, 1971.1 и 1972.0. Дэвис и др. [23] вычислили относительную переменность всех деталей в сравнении с главной (11.9 км/с) с 1968.5 по 1974.5. Затем появились результаты наблюдений Хашика и др. [16] (май 1976 г.), Баарта и др. [11] (март 1983 г.), Аргон и др. [12] (март 1998 г.), Слыша и др. [13] (июль 1998 г.) и Фиша и др. [14,

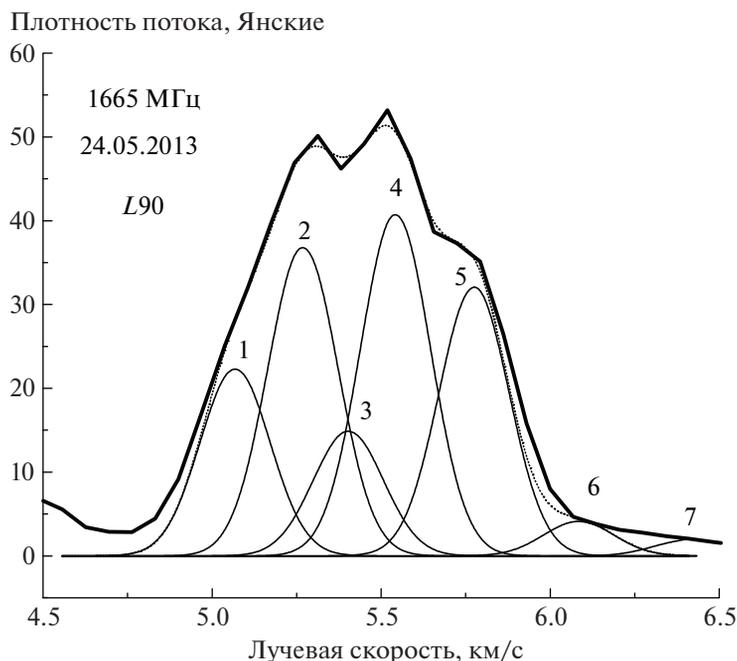


Рис. 6. Разделение линейно поляризованного излучения 1665 МГц в интервале 5–6 км/с на отдельные компоненты. Данный фрагмент взят из спектра эпохи 24.05.2013 в направлении позиционного угла 90° .

15] (декабрь 2000 г. и 2008 г.). Это были наблюдения с высоким угловым разрешением, где были получены карты расположения мазерных пятен, а также были измерены параметры поляризации излучения (параметры Стокса). Наши наблюдения в Нансэ выполняются в рамках многолетнего мониторинга. Были измерены все параметры Стокса и их временные вариации в течение 2007–2020 гг. для спектральных деталей с потоками выше 2 Ян в диапазоне лучевых скоростей от -0.6 до 15 км/с.

Переменность лучевой скорости большинства спектральных деталей в линии 1665 МГц представлена на рис. 10а, а плотности потока основных деталей показаны на рис. 10б, в, г. Данные нанесены для параметра Стокса I (полный поток). На графике точки для основных деталей соединены прямыми линиями, поскольку их лучевые скорости не изменялись, либо изменялись очень слабо. Эти детали пронумерованы. На панелях (б)–(г), кроме номера детали, также указана ее лучевая скорость.

Видно, что в 2007–2009 гг. происходили сильные вспышки мазерного излучения. Временной интервал нашего мониторинга, равный 17 годам (2007–2020 гг.), оказался недостаточным для выявления каких-либо периодических вариаций излучения мазера ОН в целом. Мы можем только констатировать факт существенного повышения активности всего мазерного источника в 2007–2009 гг.

Наш мониторинг показал, что излучение в интервале скоростей 12.0–12.5 км/с всегда имело двойную структуру. Оба компонента (12.05 и 12.28 км/с) сохраняли свои лучевые скорости, а соотношение потоков не менялось. Более сильным был первый компонент. Параметр m_C менялся очень слабо. Более существенными были изменения m_L и χ и они хорошо аппроксимируются ломаной линией, состоящей из двух отрезков прямых линий. Причем имеется хорошая корреляция с плотностью потока (см. рис. 10).

Детали 4.1 и 9.14 км/с одиночные, узкие и характер вариаций всех параметров поляризации идентичный. Наблюдаются небольшой разброс точек и тенденция медленного роста/уменьшения всех параметров. Степень круговой поляризации для обеих деталей в два раза выше степени их линейной поляризации — ~ 0.8 и ~ 0.4 соответственно. Причем преобладало излучение в левой круговой поляризации. Несмотря на то, что плотность потока каждой детали менялась в два раза, ширина линии обеих деталей при этом не менялась и составляла 0.21 км/с. Также оставалась постоянной лучевая скорость. Таким образом, имеются стабильные спектральные детали.

У короткоживущей в активной фазе детали -0.24 км/с, вспышка которой была самой сильной за период нашего мониторинга (2007–2020 гг.), плотность потока в максимуме достигала

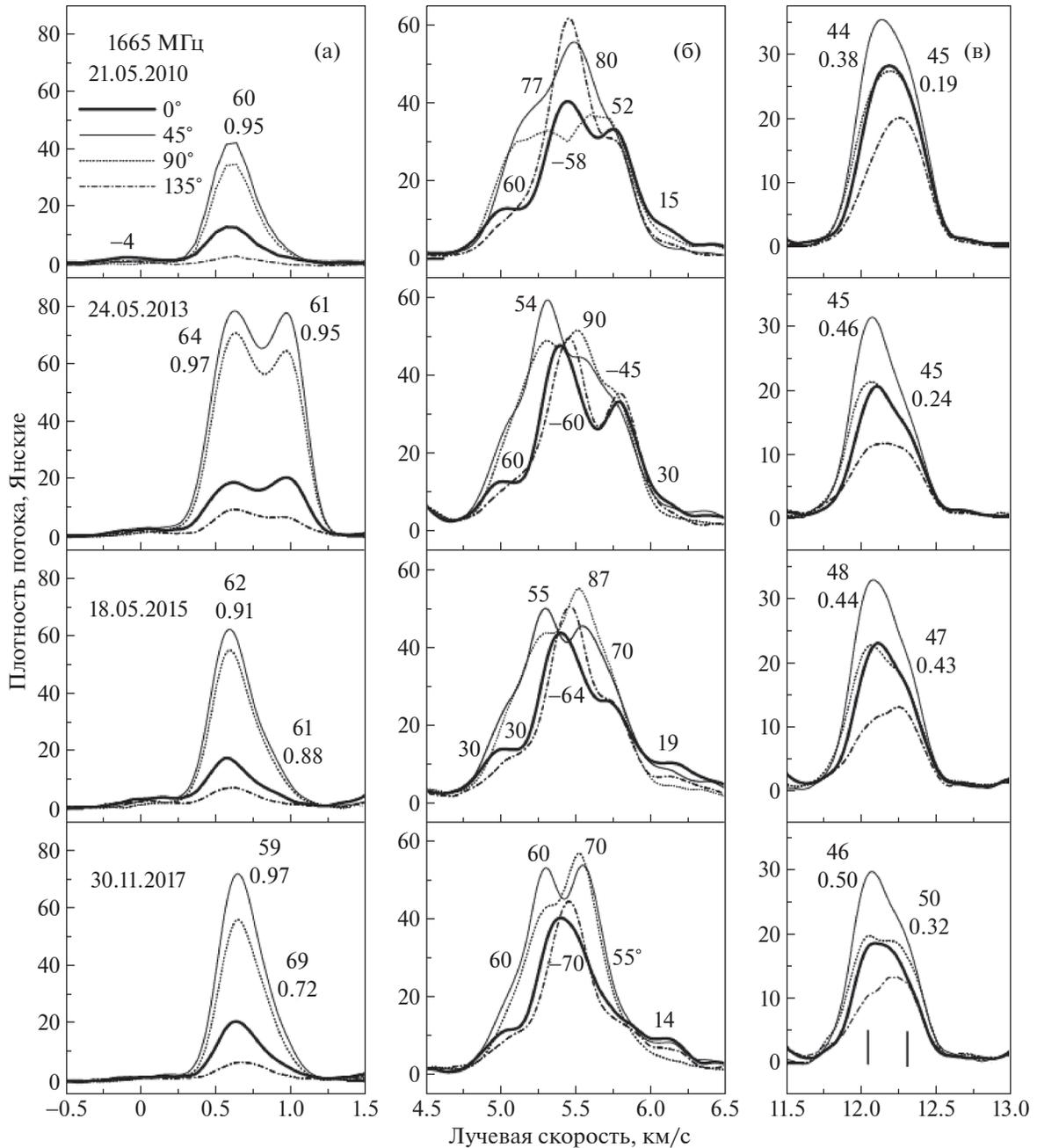


Рис. 7. Излучение ОН на волне 18 см в линии 1665 МГц для трех основных групп деталей в четырех направлениях линейной поляризации в источнике W75 N. Указаны эпохи наблюдений. Приведены позиционные углы и степени линейной поляризации (для деталей в левом и правом столбцах). Отрезками вертикальных линий в нижней панели правого столбца показаны положения вписанных деталей.

ла 750 Ян, позиционный угол и степень поляризации варьировались в небольшом интервале значений.

Мы уже отмечали, что излучение вблизи скорости 2.1 км/с исходит не от одиночной детали. В этой области спектра имеется не менее трех деталей. В каждой эпохе излучение одной из них является преобладающим, причем значительно. По

этой причине вариации всех параметров были существенными, но, тем не менее, четко просматриваются закономерности в переменности каждого параметра.

В 2007–2009 г. достаточно высокий уровень активности наблюдался у детали 3.5 км/с и она сильно блендировала деталь 3.05 км/с. Поэтому погрешность измерения потока последней была

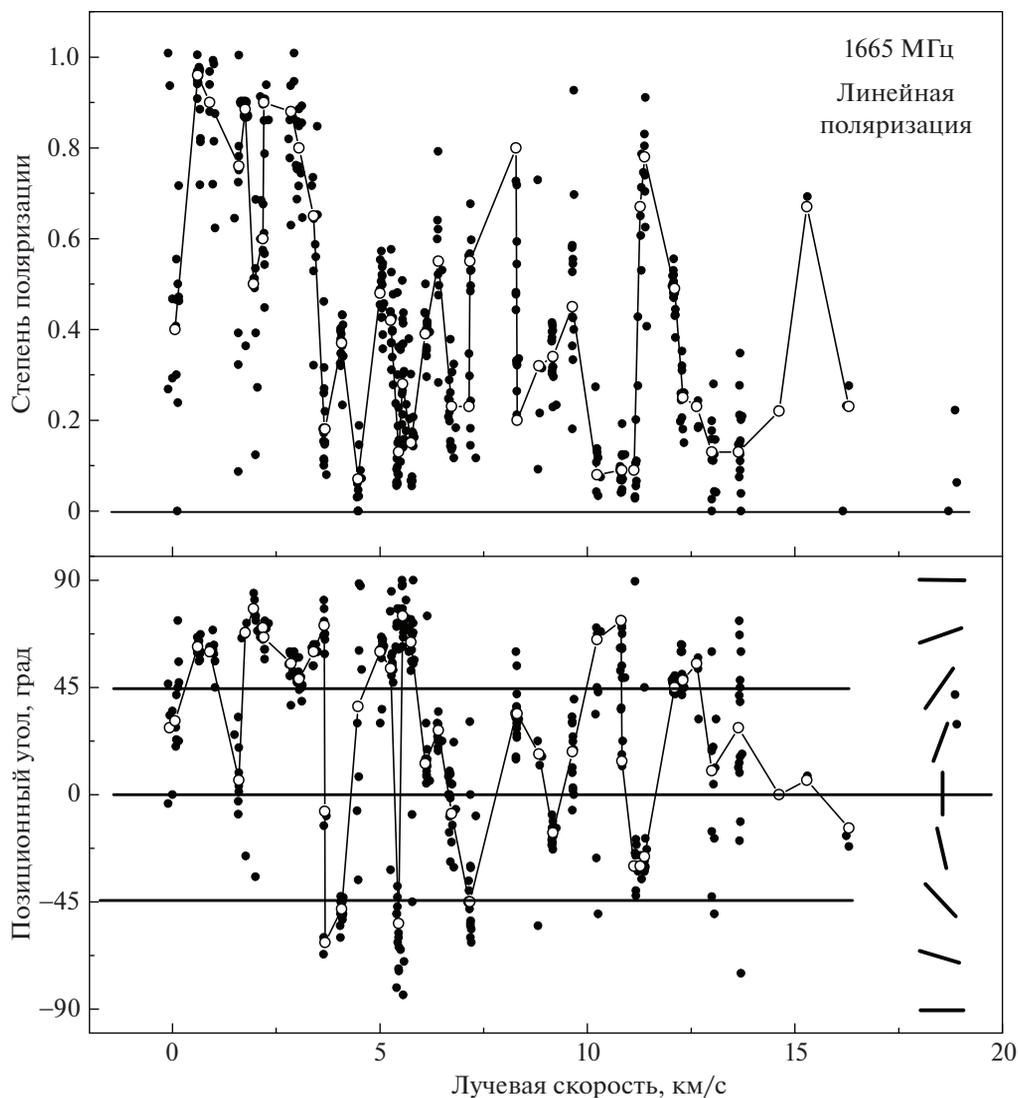


Рис. 8. Наложение степени поляризации и позиционного угла для разных эпох. На нижней панели справа для наглядности показаны направления плоскости линейной поляризации. Для эпохи 6.03.2014 соседние точки соединены прямыми линиями.

высокой. В это время были значительные изменения всех параметров поляризации. Скорее всего это было больше связано с деталью 3.5, чем с 3.05 км/с. С 2010 г. уровни потоков обеих деталей стали одинаковыми и деталь 3.5 км/с уже слабо влияла на измерения поляризационных параметров детали, средняя скорость которой составила 3.05 км/с. При этом с 2011 г. характер переменности параметров поляризации изменился. Несмотря на большие колебания, средний уровень m_L , m_C и χ более или менее сохранился.

Также отметим, что скорость данной детали дважды претерпевала небольшие скачки: сначала с 3.05 до 2.85, а затем снова до 3.05 км/с. Кроме того, в небольших пределах имели место вариации

скорости в пределах ширины линии. Наблюдаемый характер переменности лучевой скорости, плотности потока (см. рис. 10) и поляризационных параметров показывает, что скорее всего имеется сильно неоднородная структура в области спектра 2.8–3.1 км/с.

Таким образом, мониторинг показал, что на протяжении 17 лет наряду с переменностью плотности потока спектральных деталей в главной линии ОН 1665 МГц происходили изменения позиционного угла и степени круговой и линейной поляризации. Причем имели место некоторые закономерности в их изменении.

Для оценки состояния мазера ОН W75 N в течение длительного временного интервала прове-

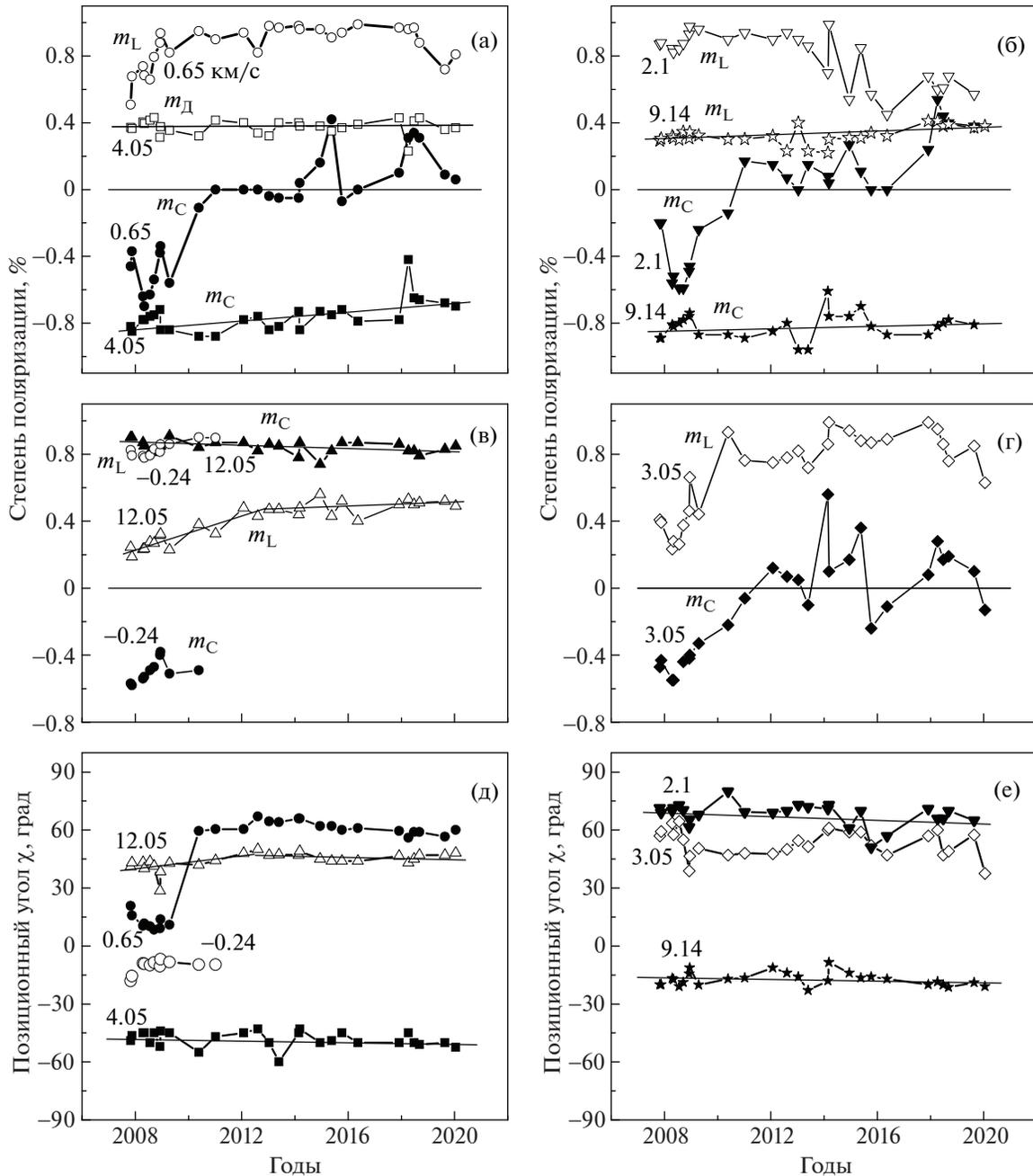


Рис. 9. Переменность степени поляризации (а–г) и позиционного угла (д, е) основных спектральных деталей W75 N в линии ОН 1665 МГц. Указаны лучевые скорости деталей. Кривые с индексами m_L и m_C отражают принадлежность к линейной и круговой поляризациям соответственно. Для лучшего восприятия графиков для линейной поляризации введены светлые символы, а для круговой поляризации затемненные символы (подробности см. в тексте).

дем исследования переменности спектральной детали на скорости около 12.05 км/с. С момента открытия этого мазера в 1968 г. всегда отмечалось, что эта деталь является самой сильной и основной при проведении VLBA исследований. На рис. 11 нанесены все имеющиеся в литературе данные по этой детали. К сожалению, имеется большой временной интервал, когда наблюдения

ОН в W75 N не проводились. Тем не менее выделяются два максимума активности. Первый в 1973–1974 гг., а второй примерно во временном интервале 1998–2008 гг. Если принять их за максимум активности мазера ОН, то цикл активности может составить ~30 лет. Для других спектральных деталей такого ярко выраженного характера переменности мы не нашли.

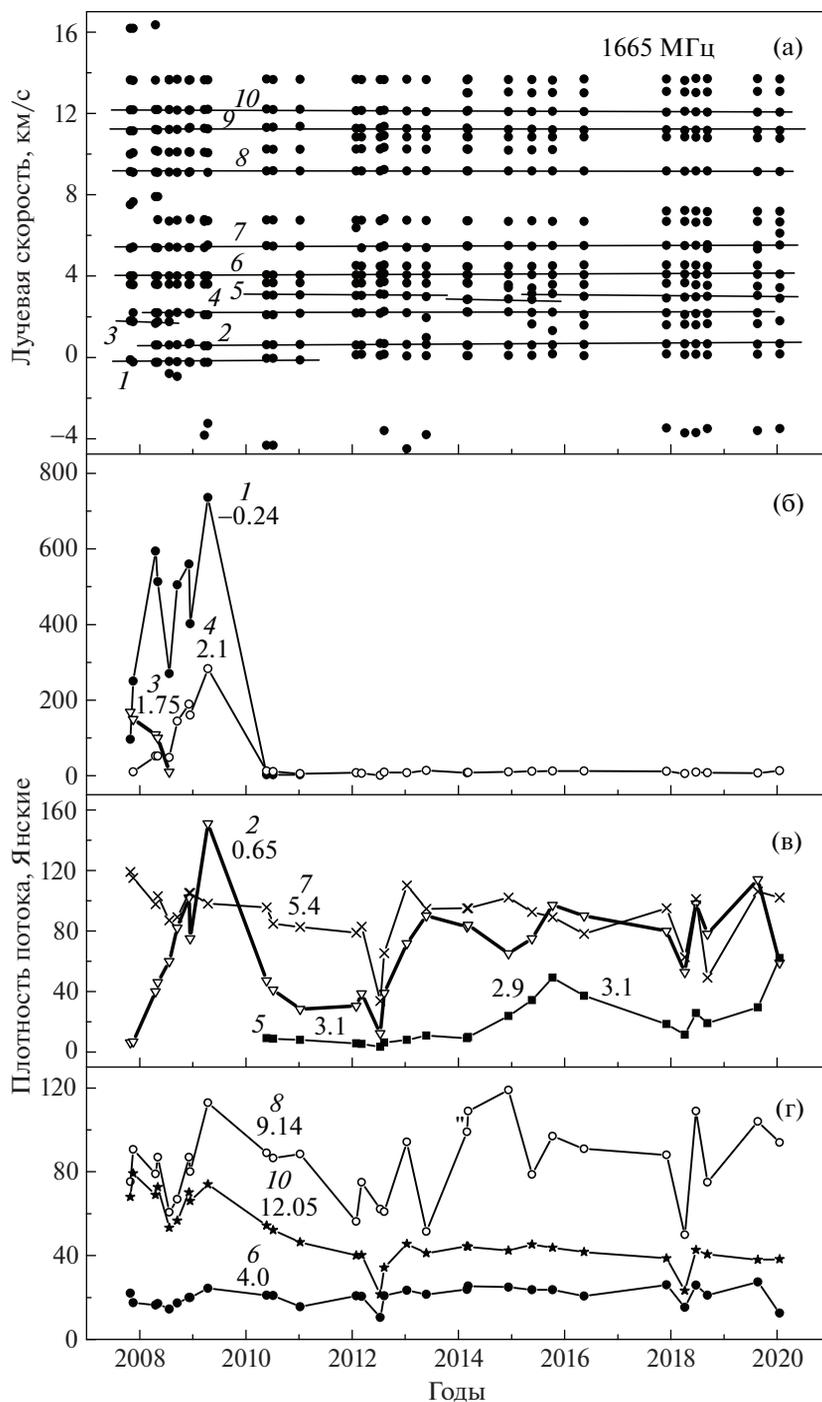


Рис. 10. Эволюция лучевой скорости и плотности потока отдельных спектральных деталей. Точки основных деталей соединены прямыми линиями. Наиболее интенсивные детали пронумерованы и указаны их лучевые скорости.

Наблюдения в линии 1665 МГц проводились нами в достаточно широком интервале лучевых скоростей, и эпизодически на $V_{\text{LSR}} < -3$ км/с и $V_{\text{LSR}} > 14$ км/с появлялись короткоживущие детали с потоком 0.2–2 Ян и высокой степенью круговой поляризации. Таких всплесков наблюдалось

более 30. Минимальное значение лучевой скорости составило -4.5 , а максимальное 19.2 км/с.

Мы также несколько раз проводили наблюдения в спутниковой линии 1612 МГц. Зарегистрированная линия имела центральную скорость 9.6 км/с, а ширину 1.9 км/с. Если принять, что

Плотность потока, Янские

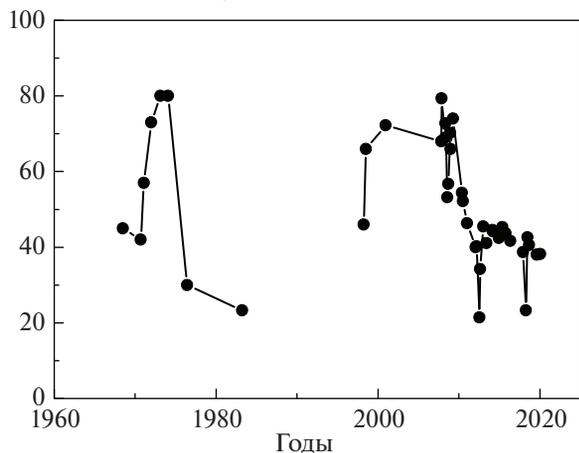


Рис. 11. Переменность плотности полного потока основной детали 12.1 км/с.

максимальная температура среды равна 120 К, то ширина линии составит 1.4 км/с. Уширение линии до 1.9 км/с свидетельствует о том, что в среде, кроме тепловых, имеются также турбулентные движения вещества.

4.3. Пространственное отождествление деталей

Для отождествления спектральных деталей ОН с мазерными пятнами на картах высокого углового разрешения мы воспользовались результатами VLBA-наблюдений Слыша и др. [13] и Фиша и др. [14]. Первые были проведены 1 июля 1998 г., а вторые 22 ноября 2000 г. и 6 января 2001 г. Из данных Фиша мы выбрали основные детали с потоками более 2 Ян. Эти данные были нанесены на рис. 12.

Относительное склонение, мсек

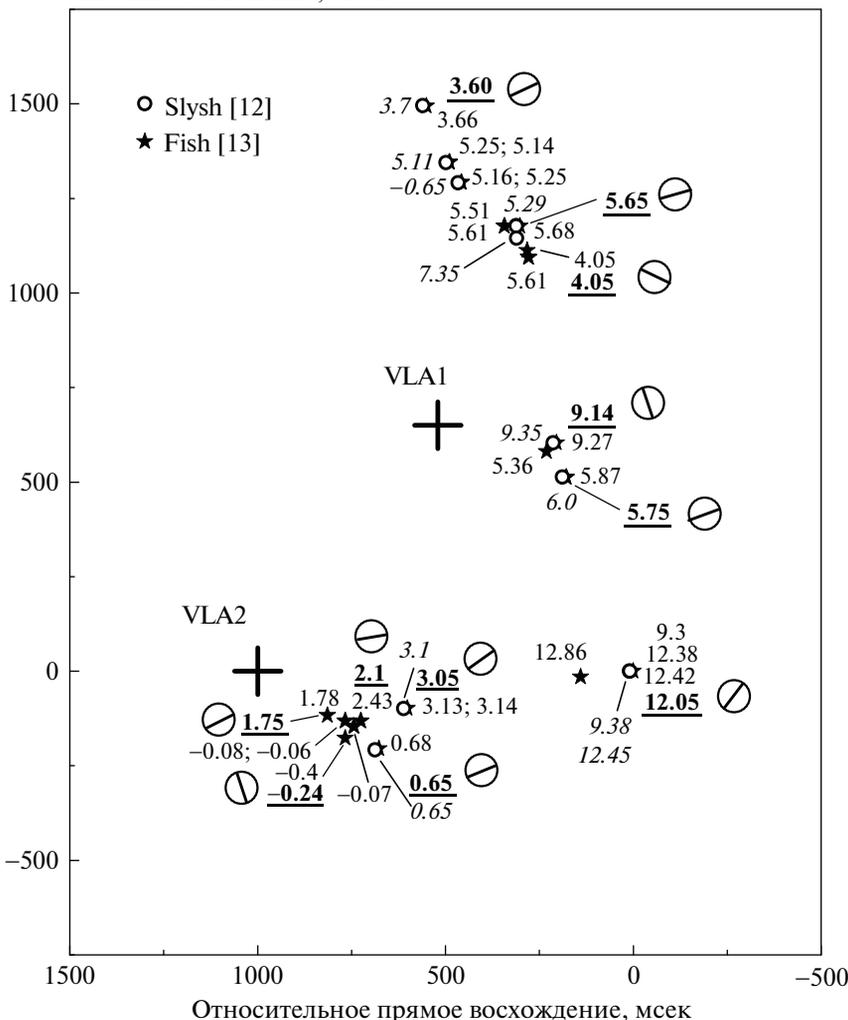


Рис. 12. Карта расположения мазерных пятен ОН в линии 1665 МГц на две эпохи, согласно наблюдениям Слыша и др. [13] (светлые кружки) и Фиша и др. [14] (звездочки). Указаны лучевые скорости мазерных пятен: прямым шрифтом для данных Фиша, а курсивом для данных Слыша. Жирным шрифтом с подчеркиванием указаны скорости отождествленных деталей нашего мониторинга. Отрезки прямых линий внутри больших кружков показывают позиционный угол линейной поляризации. Крестиками нанесены положения компактных областей НН: VLA 1 и VLA 2.

Наибольшая трудность возникает с главной деталью. Напомним, что Слыш и др. [13] нашли зеемановскую пару, компоненты которой имеют лучевые скорости 12.45 и 9.38 км/с в правой и левой круговых поляризациях соответственно. Расщепление составило 3.07 км/с, что соответствует величине магнитного поля 5.2 мГс. Как мы указывали выше, вместо детали 12.45 км/с во всех спектрах нашего мониторинга с 2007 г. присутствуют две детали: 12.05 и более слабая 12.28 км/с. Обе эти детали имеют одинаковые параметры линейной поляризации. В то же самое время деталь зеемановской пары 9.38 км/с является одиночной. Это свидетельствует о том, что одна из деталей интервала 12–12.4 км/с не расщепляется. Возможно, что она расположена не вблизи пятна *A* (в работе Слыша и др. [13] это пятно соответствует положению детали с лучевой скоростью 12.45 км/с), а где-то в другом месте дуги.

Согласно всем наблюдениям с середины 1968 по март 1983 г. излучение, часто самое интенсивное, происходило на скорости около –12 км/с. В наблюдениях Аргон и др. 26 марта 1998 г. [12] и Слыша и др. 1 июля 1998 г. [13] скорость излучения в этом участке спектра сместилась к 12.47 и 12.45 км/с соответственно. Позже Фиш и др. в декабре 2000 г. [14] также зарегистрировали излучение на 12.42 км/с, а в апреле 2008 г. на 12.33 км/с [24]. Так что вопрос о принадлежности излучения на 12.0 и 12.45 км/с к определенному мазерному пятну остается открытым.

Отождествление других спектральных деталей с мазерными пятнами на карте не представило каких-либо сложностей. В некоторых случаях для уточнения мы также воспользовались более поздними данными Фиша и др. [24]. Лучевые скорости деталей нашего мониторинга нанесены жирным шрифтом с подчеркиванием. Рядом отрезками прямых линий внутри больших кружков показано положение позиционного угла χ линейной поляризации. Поскольку позиционный угол для каждой детали менялся в течение всего мониторинга (см. раздел 4.1 и рис. 9), то его значения были выбраны в эпохи наиболее стабильных значений, т.е. вне вспышек. Исключением была деталь 1.75 км/с, которая наблюдалась в течение короткого времени и, следовательно, позиционный угол χ был определен для нее во время вспышки. Однако значение угла χ сохранялось на протяжении всей вспышки.

С мазерными пятнами VLA 1 (молекулярного потока) мы отождествили шесть спектральных деталей. Они расположены в разных частях дуги и хорошо иллюстрируют, что позиционный угол плавно меняется вдоль дуги. Это хорошо согласуется с результатами Слыша и др. [13].

С мазерными пятнами источника VLA 2 отождествлено пять спектральных деталей. Причем

для четырех из них наблюдались сильные вспышки в период высокой активности мазера ОН в 2007–2009 гг. Таким образом, мы установили, что сильные вспышки ОН были связаны с VLA 2 (протопланетным диском). В период этой вспышки для деталей 1.75, 2.1 и 3.05 км/с наблюдались небольшие изменения угла χ и существенные изменения степени как линейной, так и круговой поляризации (см. рис. 9). Для детали 0.65 км/с наблюдались существенные изменения всех параметров излучения.

5. ВЫВОДЫ

В процессе выполнения мониторинга обнаружены временные вариации параметров Стокса для всех спектральных деталей в главной линии ОН 1665 МГц в диапазоне лучевых скоростей от –1 до 14 км/с. Обнаружено, что позиционный угол χ и степень линейной поляризации m_L , а также степень круговой поляризации m_C большинства деталей меняются со временем не хаотически, а по определенным закономерностям, либо меняются очень слабо, и имеется корреляция с переменностью плотности потока. При этом лучевые скорости деталей меняются очень слабо.

Получено, что основная деталь 12 км/с на протяжении 50 лет с момента открытия мазера ОН в W75 N имела два максимума активности с интервалом между ними около 30 лет.

Проведено отождествление спектральных деталей излучения ОН в линии 1665 МГц с мазерными пятнами на VLBA картах. Показано, что сильная вспышка основных деталей в 2007–2009 гг. произошла в источнике VLA 2. В период этой вспышки у деталей 1.75, 2.1 и 3.05 км/с наблюдались небольшие изменения угла χ и существенные изменения степени как линейной, так и круговой поляризации. У детали 0.65 км/с были существенные изменения всех параметров излучения.

Наблюдения в линии 1665 МГц проводились нами в достаточно широком интервале лучевых скоростей, и мы обнаружили, что эпизодически на $V_{LSR} < -3$ км/с и $V_{LSR} > 14$ км/с появлялись короткоживущие детали с потоком 0.2–2 Ян.

Зарегистрированное в спутниковой линии 1612 МГц излучение имело центральную скорость 9.6 км/с, а ширину 1.9 км/с. При максимальной температуре среды 120 К ширина линии составит 1.4 км/с. Уширение линии до 1.9 км/с свидетельствует о том, что в среде имеются также турбулентные движения вещества.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Медонской (Франция) радиоастрономической

обсерватории за большую помощь в проведении наблюдений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *H. J. Habing, W. M. Goss, H. E. Matthews, and A. Winberg*, *Astron. and Astrophys.* **35**, 1 (1974).
2. *K. L. J. Rygl, A. Brunthaler, K. M. Menten, M. J. Reid, et al.*, Proc. of the 10th European VLBI Network Symp. and EVN Users Meeting. *VLBI and the new generation of radio arrays*, September 20–24, 2010 (Manchester, UK), <http://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi?confid=125>, p. id. 103.
3. *J. M. Torrelles, J. F. Gómez, L. F. Rodríguez, P. T. P. Ho, S. Curiel, and R. Vazquez*, *Astrophys. J.* **489**, 744 (1997).
4. *C. G. Wynn-Williams, E. E. Becklin, and G. Neugebauer*, *Astrophys. J.* **187**, 473 (1974).
5. *J. M. Torrelles, L. A. Patel, G. Anglada, J. F. Gómez, et al.*, *Astrophys. J.* **598**, L115 (2003).
6. *Е. Е. Лехт, В. И. Слыш, В. В. Краснов*, *Астрон. журн.* **84**, 1070 (2007).
7. *Zuckerman, D. F. Dickinson, J. A. Ball, H. Penfield, A. E. Lilley, and P. Palmer*, *Astron. J.* **73**, S210 (1968).
8. *M. Szymczak and E. Gérard*, *Astron. and Astrophys.* **494**, 117 (2009).
9. *W. T. Sullivan, III, and J. H. Kerstholt*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **26**, 399 (1976).
10. *А. В. Алакоз, В. И. Слыш, М. В. Попов, И. Е. Вальци*, *Письма в Астрон. журн.* **31** (6), 422 (2005).
11. *E. E. Baart, R. J. Cohen, R. D. Davies, R. P. Norris, and P. R. Rowland*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **219**, 145 (1986).
12. *A. L. Argon, M. J. Reid, and K. M. Menten*, *Astrophys. J. Suppl.* **129**, 159 (2000).
13. *V. I. Slysh, V. Migenes, I. E. Val'ts, S. Yu. Lyubchenko, S. Horiuchi, V. I. Altunin, E. B. Fomalont, and M. Inoue*, *Astrophys. J.* **564**, 317 (2002).
14. *V. L. Fish, M. J. Reid, A. L. Argon, and X-W. Zheng*, *Astrophys. J. Suppl.* **160**, 220 (2005).
15. *V. L. Fish, M. Gray, W. M. Goss, and A. M. S. Richards*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **417**, 555 (2011).
16. *A. D. Haschick, M. J. Reid, B. F. Burke, J. M. Moran, and G. Miller*, *Astrophys. J.* **244**, 76 (1981).
17. *M. D. Gray, B. Hutawarakorn, and R. J. Cohen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **343**, 1067 (2003).
18. *V. L. Fish, M. J. Reid, K. M. Menten, and T. Pillai*, *Astron. and Astrophys.* **458**, 485 (2006).
19. *П. Колом, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, А. М. Толмачев*, *Астрон. журн.* **95**, 471 (2018).
20. *В. И. Слыш, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, В. М. Витрищак, П. Колом*, *Астрон. журн.* **87**, 655 (2010).
21. *Н. Т. Ашимбаева, П. Колом, В. В. Краснов, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, А. М. Толмачев*, *Астрон. журн.* (2020) (в печати).
22. *W. T. Sullivan, III and J. H. Kerstholt*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **26**, 399 (1976).
23. *R. D. Davies, R. S. Booth, and J.-N. Perbet*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **181**, 83 (1977).
24. *V. L. Fish, M. Gray, W. M. Goss, and A. M. S. Richards*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **417**, 555 (2011).

УДК 523.4-852

ВЛИЯНИЕ $\text{Ly}\alpha$ ИЗЛУЧЕНИЯ РОДИТЕЛЬСКОЙ ЗВЕЗДЫ НА ПОГЛОЩЕНИЕ В ЛИНИИ $\text{H}\alpha$ АТМОСФЕР ГОРЯЧИХ ЮПИТЕРОВ HD189733B И HD 209458B

© 2021 г. И. Б. Мирошниченко^{1,*}, И. Ф. Шайхисламов¹, А. Г. Березуцкий¹,
М. С. Руменских¹, Е. С. Ветрова¹

¹ Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

*E-mail: mib383@gmail.com

Поступила в редакцию 28.04.2020 г.

После доработки 30.08.2020 г.

Принята к публикации 30.08.2020 г.

Представлены результаты моделирования влияния $\text{Ly}\alpha$ излучения родительской звезды на $\text{H}\alpha$ спектр поглощения атмосфер горячих юпитеров HD189733b и HD 209458b. Атмосфера моделировалась трехмерным гидродинамическим кодом. Рассматривалось несколько вариантов состава верхней атмосферы, а также варьировался параметр XUV. Перенос $\text{Ly}\alpha$ фотонов в атмосфере моделировался методом Монте-Карло. Получены пространственные распределения объемной плотности возбужденных на второй энергетический уровень атомов водорода, вычислены спектры поглощения в линии $\text{H}\alpha$, а также показано, что транзитное поглощение горячих юпитеров в линии $\text{H}\alpha$ можно описать в первом приближении относительно простой моделью переноса $\text{Ly}\alpha$ фотонов в плотной верхней атмосфере.

DOI: 10.31857/S0004629921010035

1. ВВЕДЕНИЕ

Транзитная спектроскопия является мощным методом исследования экзопланет, который дает информацию о наличии и составе атмосферы. Для горячих экзопланет спектральные наблюдения также дают информацию об экзосфере и параметрах звездного ветра, вступающего с ней во взаимодействие. Так, например, измерения дуплета натрия позволили обнаружить первую атмосферу у планеты HD 209458b [1], а наблюдения линии $\text{Ly}\alpha$ открыли существование обширной атомарной экзосферы вокруг этого горячего юпитера [2]. Аналогичная экзосфера по наблюдениям в $\text{Ly}\alpha$ была обнаружена у горячих юпитеров HD 189733b [3, 4], 55 Cancri b [5] и теплых непунов GJ-436b [6] и GJ-3470b [7].

В 2011 г. для планеты HD189733b было зарегистрировано значительное поглощение в линии водорода $\text{H}\alpha$ 656.3 нм на уровне 1–2% [8, 9]. Особенностью данной линии, наряду с другими нерезонансными переходами, является ее слабая подверженность влиянию межзвездной среды, геококорональной эмиссии, а также слабое поглощение атмосферой Земли. Это делает возможным наблюдения наземными телескопами, что значительно увеличивает доступность исследования экзопланет. Наблюдения в спектре $\text{H}\alpha$ были сделаны также для экзопланет KELT-9b, MASCARA-2b/KELT-

20b и WASP-52b [10–13]. Отметим, что другой нерезонансной линией, представляющей интерес для изучения атмосфер и экзосфер газовых планет, является линия 1083 нм метастабильного гелия [14]. В дополнение к $\text{Ly}\alpha$ наблюдения в $\text{H}\alpha$ дают независимые данные о параметрах верхних атмосфер и экзосфер и позволяют независимо верифицировать численные модели, разработанные для расчета планетарного течения горячих экзопланет.

В работах [15, 16] было впервые реализовано моделирование атмосферы планеты HD189733b, где было учтено большое количество различных процессов, влияющих на популяцию атомов водорода, возбужденных на второй энергетический уровень, что в свою очередь приводит к поглощению в линии $\text{H}\alpha$. Основным процессом возбуждения является поглощение излучения $\text{Ly}\alpha$, которое является интенсивным практически для всех звезд, а также столкновения с энергичными электронами. Наибольшую сложность представляет расчет переноса $\text{Ly}\alpha$ фотонов сквозь атмосферу планет. В работах [15, 16] использовался одномерный расчет методом Монте-Карло, а распределения плотности и температуры атмосферы по радиусу моделировались при помощи одномерной гидростатической модели. В качестве результата было получено хорошее соответствие спек-

тра поглощения с наблюдаемыми данными. Также из работ [15, 16] следует, что радиационное возбуждение второго энергетического уровня атома водорода, по сравнению со столкновительным, может происходить гораздо глубже в атмосфере, где концентрация невозбужденных атомов водорода высока. Следует отметить, что в настоящей работе рассматриваются сразу два горячих юпитера, HD 189733b и HD 209458b. Результаты, касающиеся планеты HD 189733b, служат как для сравнения, так и для верификации используемого подхода. Сравнение с предыдущими исследованиями показывает, что в статье [15] вообще не учитывается процесс радиационного возбуждения на уровень $2p$, при этом получены результаты, которые могут объяснить наблюдаемые данные. Между тем в работе [16], помимо приведенных в таблице процессов, учитывается процесс радиационного возбуждения/деактивации атомов водорода $L\alpha$ фотонами, и показано, что он также способен объяснить наблюдаемое поглощение. При сравнении работ [15] и [16] роль процесса резонансного рассеяния $L\alpha$ фотонов при поглощении в линии $H\alpha$ не является прозрачной, хотя из текста следует, что учет этого процесса безусловно важен. Таким образом, численное моделирование данной проблемы требует дальнейшего развития.

В настоящей статье приводятся результаты моделирования распределения атомов водорода, возбужденных на второй уровень. В качестве первого приближения рассматривается только радиационное возбуждение. Перенос $L\alpha$ фотонов моделируется методом Монте-Карло. Рассмотрены планеты HD189733b и HD209458b, для которых рассчитано поглощение в линии $H\alpha$ и сделано сравнение с наблюдениями. Параметры атмосферы, а именно, распределения объемной плотности и температуры атомов водорода взяты из результатов моделирования трехмерным многожидкостным газодинамическим кодом. Данный код был разработан нами ранее и применялся для расчета верхней истекающей атмосферы горячих юпитеров HD209458b [17, 18], WASP-12b [19] и теплого нептона GJ-436b [20]. Разработка кода, способного быстро и адекватно моделировать распределение возбужденного водорода, представляет большое значение не только для интерпретации наблюдательных данных, но и для учета дополнительного канала нагрева верхней атмосферы горячих экзопланет. Как было показано в работе [21] на примере горячего Юпитера KELT-9b, фотоионизация водорода с возбужденного уровня значительно расширяет доступную радиационную энергию, поскольку энергия излучения звезд в интервале <365 нм может быть на много порядков больше, чем в интервале <91.2 нм.

2. ИСХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

В качестве исходных параметров планетарных атмосфер были взяты результаты трехмерных расчетов, полученные с использованием модели [17–20]. В модели решаются газодинамические уравнения непрерывности, импульса и энергии для отдельных атомарных, молекулярных и ионных компонент плазмы. Основными процессами взаимопревращения частиц являются фотоионизация, электронный удар, рекомбинация и перезарядка. Фотоионизация также приводит к нагреву вещества через порождаемые фотоэлектроны. Для каждой конкретной звезды используется наиболее подходящий XUV спектр в диапазоне 10–912 А. Прохождение и ослабление ионизирующей радиации вычисляются в каждом спектральном интервале в соответствии с зависящим от длины волны сечением поглощения. Помимо нагрева, также рассчитывается охлаждение за счет возбуждения атомарного водорода и инфракрасного излучения молекулы H_3^+ . Обмен импульсом и энергией между различными компонентами происходит за счет ион-атомных и Кулоновских столкновений. Верхняя атмосфера планет берется состоящей из компонент H, H^+ , H_2 , H_2^+ , H_3^+ , между которыми рассчитывается полный набор химических реакций. Код реализован в обобщенном виде, позволяющем включение любых других независимых компонентов, в частности наиболее распространенных — C, O, Mg, Si. Для самосогласованного 3D моделирования на масштабе всей звездной системы те же алгоритмы используются для вычисления динамики звездного ветра. Помимо планетарной атмосферы, другой граничной поверхностью является корона звезды, на которой задаются параметры корональной плазмы. При необходимости также рассчитывается сила радиационного давления на частицы со стороны звездной радиации. Модель выполняет вычисления в неинерциальной сферической системе координат, привязанной к центру планеты и вращающейся в фазе с орбитальным движением, т.е. в приливно захваченном режиме. При этом сама планета может вращаться с любым периодом. В этой системе отсчета вводятся соответствующие неинерциальные силы — обобщенный гравитационный потенциал и сила Кориолиса. Радиальный шаг сетки сильно неоднородный с наименьшим значением вблизи поверхности планеты, где необходимо разрешать сильно стратифицированную верхнюю атмосферу. Код полностью распараллелен для вычислений на кластерах.

Распределения объемной плотности атомов водорода и температуры вдоль радиуса атмосферы планеты показаны на рис. 1. По горизонтальной оси взяты единицы измерения r относительно радиуса планет. Основным фактором, опреде-

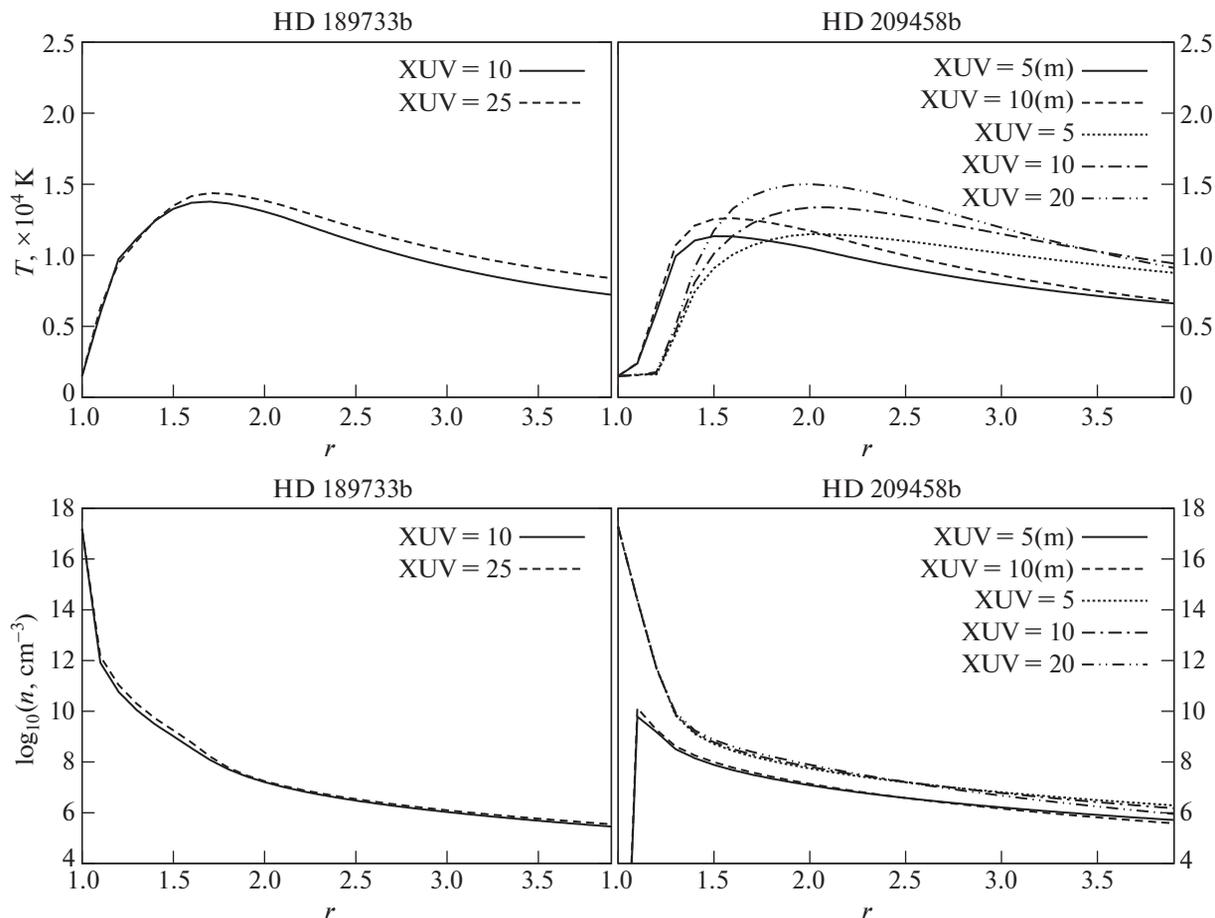


Рис. 1. Профили распределений объемной плотности нейтрального водорода и температуры в верхней атмосфере планет HD189733b и HD209458b для различных условий.

ляющим верхнюю атмосферу горячих юпитеров, является ионизирующее излучение, а также компонентный состав атмосферы. Для анализа влияния различных условий на поглощение в линии $\text{H}\alpha$ рассмотрено несколько вариантов модельной верхней атмосферы. Трехмерные расчеты для планеты HD189733b были проведены для двух различных значений параметра XUV, который значительно влияет на ионизацию атмосферы и скорость планетарного течения. Здесь и далее параметр XUV физически соответствует потоку рентгеновского и далекого ультрафиолетового излучения звезды $\lambda < 91.2$ нм, измеряемого в единицах $[\text{эрг с}^{-1} \text{см}^{-2}]$ на расстоянии 1 а.е. Для HD209458b, помимо вариации параметра XUV, было также рассмотрено два различных варианта изначального водородного состава верхней атмосферы: молекулярная и атомная, тогда как для HD189733b атмосфера предполагается изначально атомарной. На рисунках молекулярный вариант отмечен значком (m). Подробный анализ параметров верхней атмосферы HD209458b, получаемый в численном моделировании, и сравне-

ние с другими моделями выполнены в наших предыдущих работах, см., например, [17–20, 22].

Другим важным параметром задачи являются форма линии $\text{Ly}\alpha$ и ее интегральная интенсивность. Восстановленные из наблюдений профили $\text{Ly}\alpha$ излучения родительских звезд для планет HD189733b и HD209458b взяты из работы [23] и изображены на рис. 2.

3. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Чтобы получить распределение плотности возбужденных на второй уровень атомов водорода в атмосфере планеты, была создана численная модель, которая вычисляет перенос $\text{Ly}\alpha$ фотонов методом Монте-Карло. Задача решается в приближении изотропного частично когерентного рассеяния [24]. На планету радиусом R_0 с атмосферой, ограниченной радиусом $R_a > R_0$, падает излучение родительской звезды, находящейся на расстоянии L от планеты. Задача решается в системе отчета приливно захваченной планеты, обращенной к звезде одной стороной. Излучение

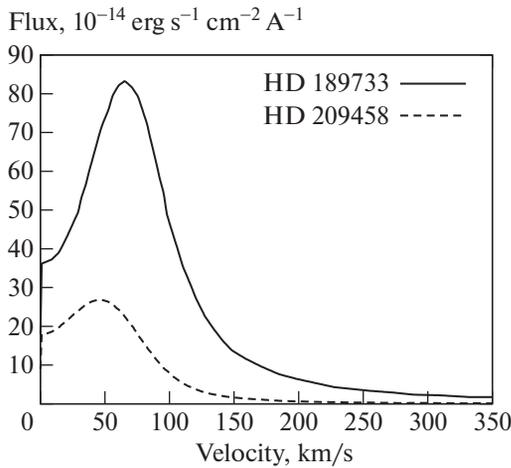


Рис. 2. Восстановленные из наблюдений профили Ly α излучения звезд HD189733 и HD209458 [23], представленные в единицах доплеровской скорости. Профили линий предполагаются симметричными относительно положительных и отрицательных скоростей.

звезды представляется как сферический фронт, состоящий из задаваемого количества N модельных фотонов, равномерно распределенных по поверхности фронта. Каждому модельному фотону поставлено в соответствие несколько характеристик: координаты в пространстве (x, y, z) , направление распространения, частота фотона, выраженная как доплеровская скорость V атомов, излучивших данный модельный фотон, а также пройденный путь, что является внутренними часами фотона и определяет время существования фотона в расчетной области. Начальные координаты и направление распространения определяются в соответствии с положением фотона на фронте, частота (или доплеровская скорость) случайным образом определяется из профиля распределения интенсивности линии излучения звезды [23]. Распределение по доплеровским скоростям задается в виде массива точек в качестве начального параметра. Тогда суммарная интенсивность потока фотонов I вычисляется как интеграл от распределения по скоростям. Количество w реальных фотонов в одном модельном определяется из следующего выражения для интенсивности:

$$I = \frac{\hbar\omega_{Ly\alpha} N w}{S \Delta t}, \quad (1)$$

где $S = 4R_a(L - R_a) \arcsin\left(\frac{R_a}{L - R_a}\right) \approx 4R_a^2$ — площадь фронта на расстоянии R_a от планеты, Δt — интервал времени усреднения.

Рассматривается процесс радиационного возбуждения и переизлучения Ly α фотонов в атмо-

сфере планеты. Атмосфера характеризуется сферически симметричными распределениями объемной плотности нейтрального водорода $n(r)$ и температуры $T(r)$, которые задаются в виде массивов в качестве фиксированных исходных параметров. При этом делается допущение, что излучение звезды не влияет на изначальные распределения.

Для трассировки фотонов применяется метод Монте-Карло (см., например, [25]), в рамках которого движение модельного фотона вычисляется следующим образом. Из выражения $\tau = \ln(1 - \xi)$ определяется оптический путь заданного фотона τ_i на шаге i с использованием равномерно распределенной случайной величины ξ .

При этом, с другой стороны, $\tau = \int \alpha(l) dl$, где $\alpha(l)$ — коэффициент ослабления вдоль траектории l . Случайная величина ξ так же, как и все остальные случайные величины данной модели, является псевдослучайным числом, генерируемым с использованием вихря Марсенна с периодом $2^{19937} - 1$ из стандартной библиотеки языка C++11 (стандарт ISO/IEC 14882:2011). По преодолении фотоном определенного таким образом оптического пути происходит событие поглощения фотона на атоме водорода с дальнейшим переизлучением, при этом фотон поглощается атомом водорода, который в свою очередь переходит в состояние $2p$, затем атом живет время $t_0 \approx 1.6$ нс (время жизни уровня) и спонтанно излучает фотон. Частота излученного фотона тесно коррелирует с частотой поглощенного фотона и определяется исходя из соображений сохранения энергии: в системе отсчета атома поглощаемый и излучаемый фотоны имеют одинаковые частоты, но в “лабораторной” системе отсчета фотон все же имеет другую частоту, которая определяется углом рассеяния, а также локальной температурой среды (см. подробнее [24]).

Механизм гибели фотонов определяется их выходом из расчетной области, превышением времени жизни наперед заданного времени t_{max} , а также физическими процессами. В качестве основного физического процесса выбрано явление фотоионизации со второго энергетического уровня атомов водорода за счет полного спектра излучения звезды. Вероятность такой фотоионизации была оценена в соответствии с [16] как 21.5 с^{-1} для HD 189733b и 9.4 с^{-1} для HD 209458b, что значительно превосходит вероятность гибели Ly α квантов за счет других механизмов. Так, например, вероятность гибели фотонов в результате столкновений с электронами в нашем случае меньше в ~ 30 раз (учитывая характерное значение максимальной концентрации электронов, полученной в нашей газодинамической модели

$\sim 10^8 \text{ см}^{-3}$), а вероятность двухфотонного перехода $2s-1s$ на 3–4 порядка меньше. Численно гибель фотонов реализуется ограничением количества событий, что соответствует накоплению вероятности фотоионизации с возбужденного состояния. Пройденный фотоном путь l_i между “событиями” в нашем случае вычисляется из выражения (2).

$$\tau_i = \int_0^{l_i} \sigma_{L\alpha} n dl. \quad (2)$$

Здесь $\sigma_{L\alpha}$ – сечение поглощения фотона в среде, которое вычисляется из выражения (3), l – пройденный фотоном путь, отсчитываемый от предыдущего события.

Сечение поглощения вычислялось как свертка профиля Фойгта с аппроксимацией, полученной в работе [26]:

$$\sigma_{L\alpha} \approx \sigma_{L\alpha D} \sqrt{10^4/T} \exp(-x^2) + \sigma_{L\alpha N} \left(\frac{100}{V}\right)^2 q(x^2). \quad (3)$$

Здесь $\sigma_{L\alpha D} = 5.9 \times 10^{-14} \text{ см}^2$ и $\sigma_{L\alpha N} = 2.6 \times 10^{-19} \text{ см}^2$ есть сечение поглощения за счет доплеровского уширения и за счет естественной ширины линии атома, соответственно, $x^2 = m_p V^2 / 2kT$, m_p – масса протона, k – постоянная Больцмана, а явный вид функции q приведен в [26].

Атмосфера дискретизировалась с шагом $dr = 0.01$ так, что уменьшение шага сетки в два раза не влияло значительным образом на результат вычислений.

Для каждого события регистрируется момент времени, а также координаты. Таким образом, строится усредненная по интервалу времени Δt динамическая картина распределения возбужденных в состоянии $2r$ атомов водорода в атмосфере планеты, образовавшихся от одного фронта фотонов n_{2p}^1 . Поскольку задача симметрична относительно оси “планета-звезда” (ось z), то расчет траекторий фотонов проводился в цилиндрических координатах с шагом сетки Δr и Δz . Объемная плотность возбужденных атомов находится из количества событий ΔN , произошедших в объеме пространства $2\pi r \Delta r \Delta z$ за время Δt :

$$n_{2p}^1(r, z) = w \Delta N(r, z) t_0 / \Delta t. \quad (4)$$

Полученная картина возбужденных атомов является своего рода импульсной характеристикой системы – реакцией воздействия на группу фотонов от бесконечно тонкого фронта. При этом в приближении малого влияния фотонов на атмосферу планеты система предполагается линейной. Для получения реакции на непрерывное из-

лучение звезды необходимо взять свертку импульсной характеристики с функцией Хевисайда η :

$$n_{2p}(r, z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} n_{2p}^1(r, z, \bar{t}) \eta(t - \bar{t}) d\bar{t}.$$

Искомое решение получается, когда выражение выходит через некоторое время на стационарное состояние.

Поглощение в линии $H\alpha$ вычислялось из распределения $n_{2p}(r, z)$ аналогично [26] из соотношения (5):

$$\alpha(V) = 1 - \frac{I_{\text{transit}}}{I_{\text{out}}} = \frac{2}{R_{\text{star}}^2} \int_0^{R_{\text{star}}} r dr (1 - e^{-\tau_{H\alpha}}). \quad (5)$$

Здесь интенсивность I имеет индексы “transit” и “out”, что соответствует интенсивности линии для случаев во время транзита и вне его. При этом

$\tau_{H\alpha}(V) = \int_{-R}^R n_{2p}(r, z) \sigma_{H\alpha}(V, T) dz$, где $\sigma_{H\alpha}(V, T)$ вычислялось аналогично выражению (3) с соответствующими параметрами перехода: $\sigma_{H\alpha D} = 4.9 \times 10^{-13} \text{ см}^2$ и $\sigma_{H\alpha N} = 5.14 \times 10^{-18} \text{ см}^2$, которые, в свою очередь, рассчитывались для усредненных значений силы осциллятора и времени жизни перехода $H\alpha$ [27].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 приведены распределения объемной плотности возбужденных на второй уровень атомов водорода (n_{2p}) для обеих планет, полученные с использованием описанной выше Монте-Карло модели. На рис. 4 приведены профили концентрации вдоль оси симметрии z при $r = 1$ и поперек оси при $z = 1$. Как следует из выражения (2), оптический путь линейно зависит от концентрации невозбужденных атомов водорода, что и наблюдается в наших расчетах – профили n_{2p} для всех случаев прямо коррелируют с профилями невозбужденных атомов.

На рис. 5 представлено распределение поглощения в центре линии $H\alpha$ вдоль прицельного параметра b – расстояния от центра планеты перпендикулярно лучу зрения. Для планеты HD189733b поглощение происходит в слое порядка полутора радиусов планеты, что соответствует n_{2p} в пределах от $\sim 10^0$ до $\sim 10^2$. При этом интенсивность XUV оказывает незначительное влияние на поглощение, так как не сильно влияет на профиль концентрации невозбужденных атомов в данном слое, как и на температуру (см. рис. 1). Это связано с тем, что увеличение ионизирующего излучения увеличивает локальную фотоионизацию атомов водорода и нагрев газа, но это компенсируется увеличением скорости течения.

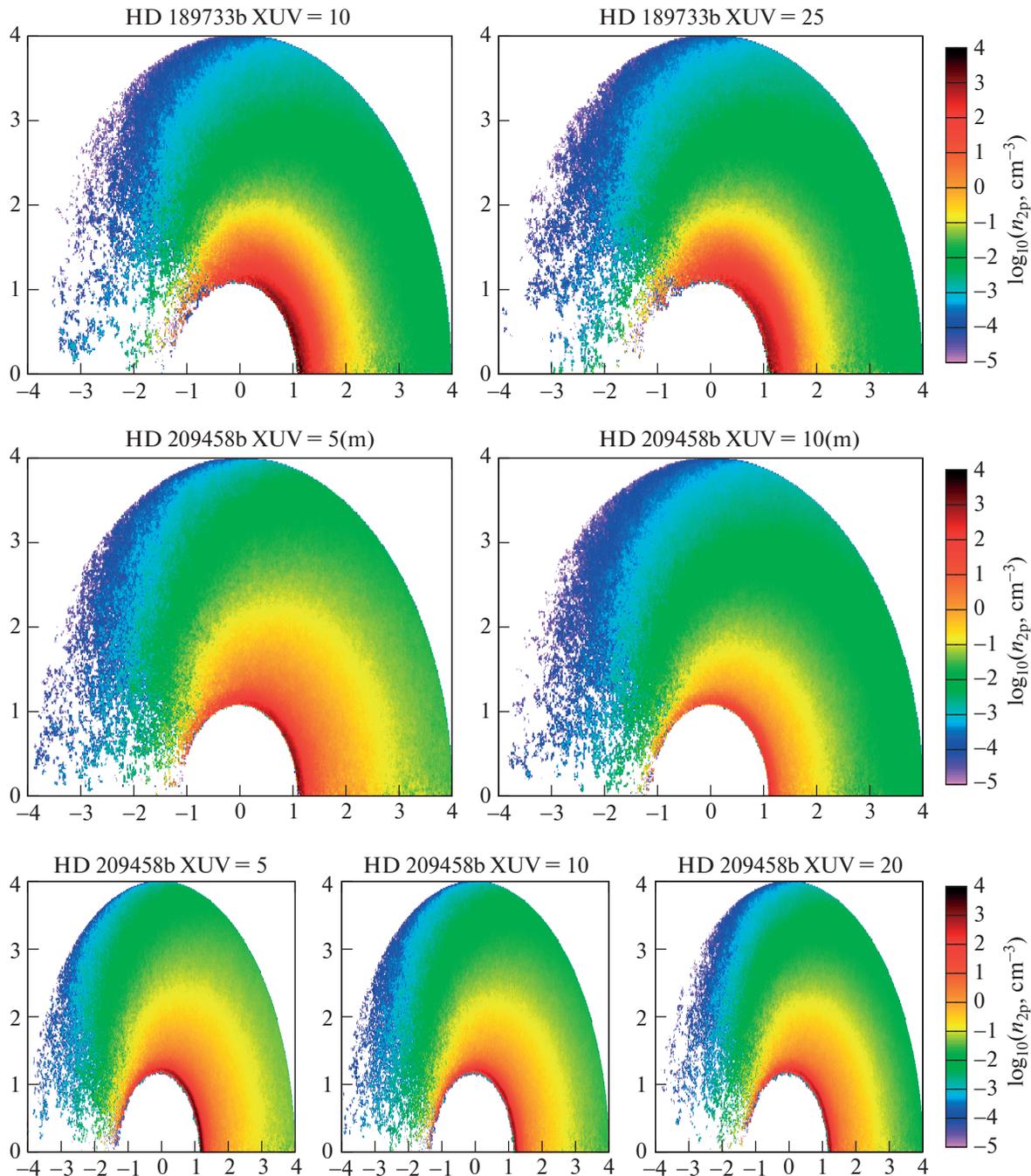


Рис. 3. Распределения объемной плотности атомов водорода, возбужденных на второй энергетический уровень, для планет HD189733b и HD209458b под влиянием $\text{Ly}\alpha$ излучения родительских звезд. Используется цилиндрическая система координат. Горизонтальная ось z является осью симметрии и направлена от планеты к звезде. Цвет соответствует десятичному логарифму объемной плотности.

Для планеты HD209458b видна большая разница для случаев изначально молекулярной и атомарной атмосфер, что, очевидно, обусловлено различиями в концентрациях невозбужденных атомов. Различие в профилях атомарной и молекулярной атмосферы (рис. 1) связано в свою очередь с тем, что молекулярная атмосфера имеет в

два раза меньшую шкалу высот. В атомарном случае поглощение, как и для HD189733b, происходит в слое порядка 1.5 радиусов планеты, что соответствует n_{2p} в пределах от $\sim 10^0$ до $\sim 10^1 \text{ см}^{-3}$. В случае изначально молекулярной атмосферы наблюдается значительное уменьшение поглоща-

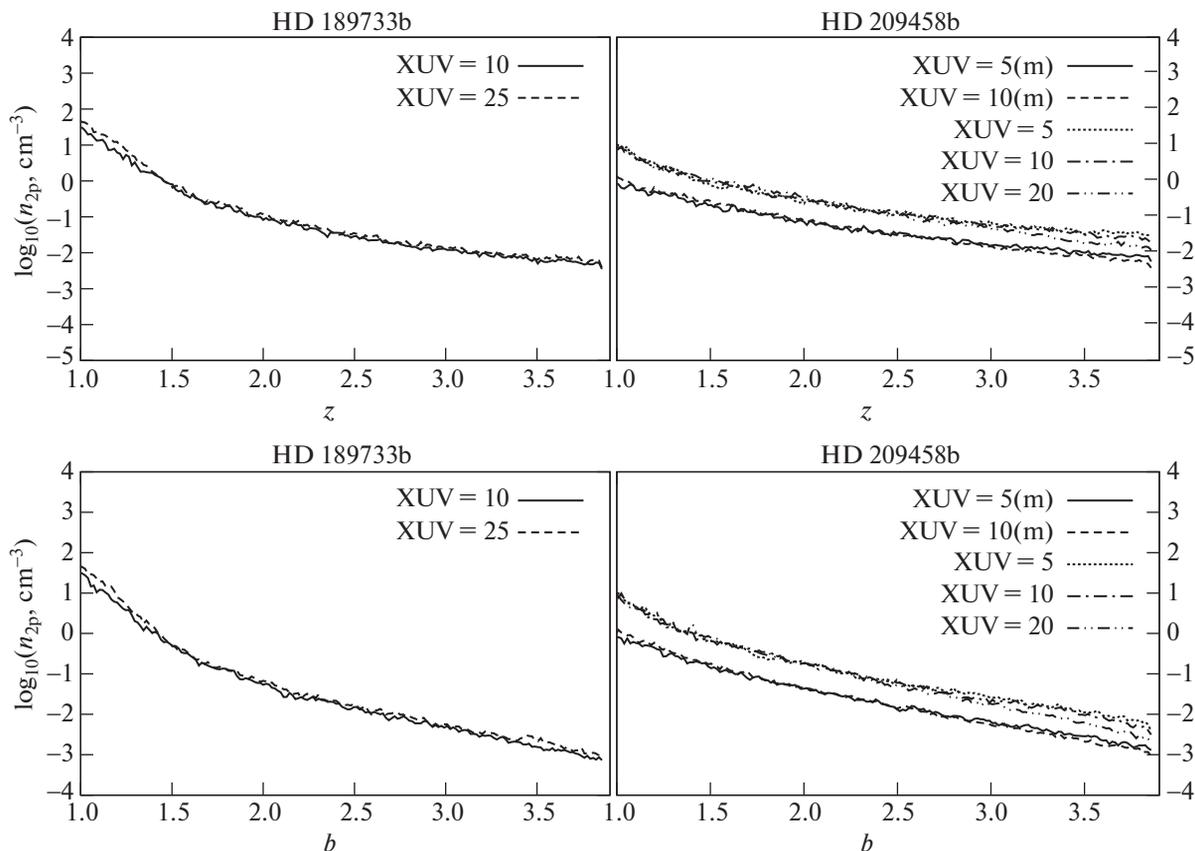


Рис. 4. Профили объемной плотности возбужденных на второй энергетический уровень атомов водорода поперек оси симметрии $z = 1$ и вдоль оси симметрии с прицельным параметром $b = 1$ для планет HD189733b и HD209458b.

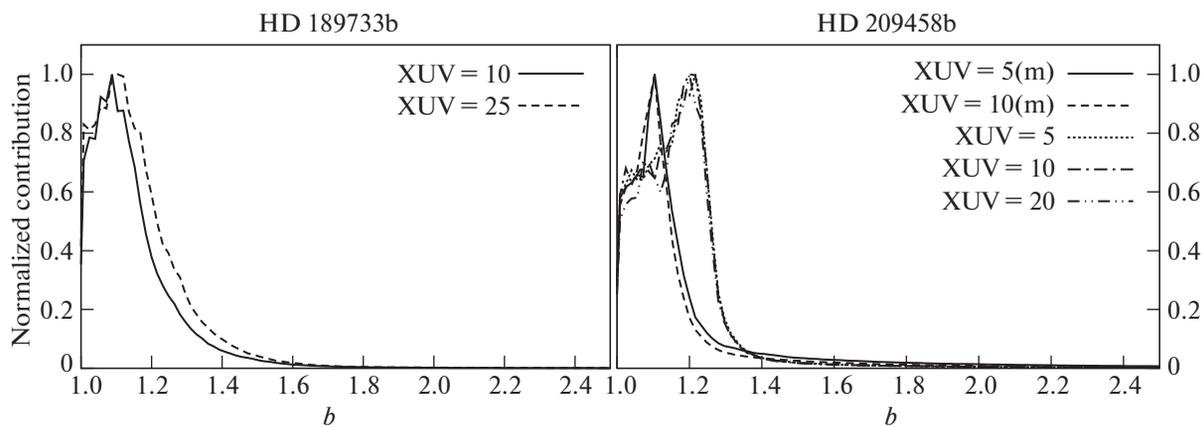


Рис. 5. Нормированные профили поглощения вдоль луча зрения в зависимости от прицельного параметра b для HD189733b и HD209458b.

ющего слоя радиусов планеты, при этом n_{2p} находится в пределах $\sim 10^{-1}$ до $\sim 10^0 \text{ см}^{-3}$.

На рис. 6 изображены спектры пропускания (полученные с использованием формулы (5)) в линии H α и их сравнение с наблюдательными

данными. В работах [8, 9] для планеты HD189733b в центре линии наблюдалось поглощение на уровне 1.5–2%, что в 3–4 раза выше поглощения $\sim 0.5\%$, полученного с использованием данной модели. Как показано в [16], значительный вклад в H α поглощение также дают Ly α -фотоны, кото-

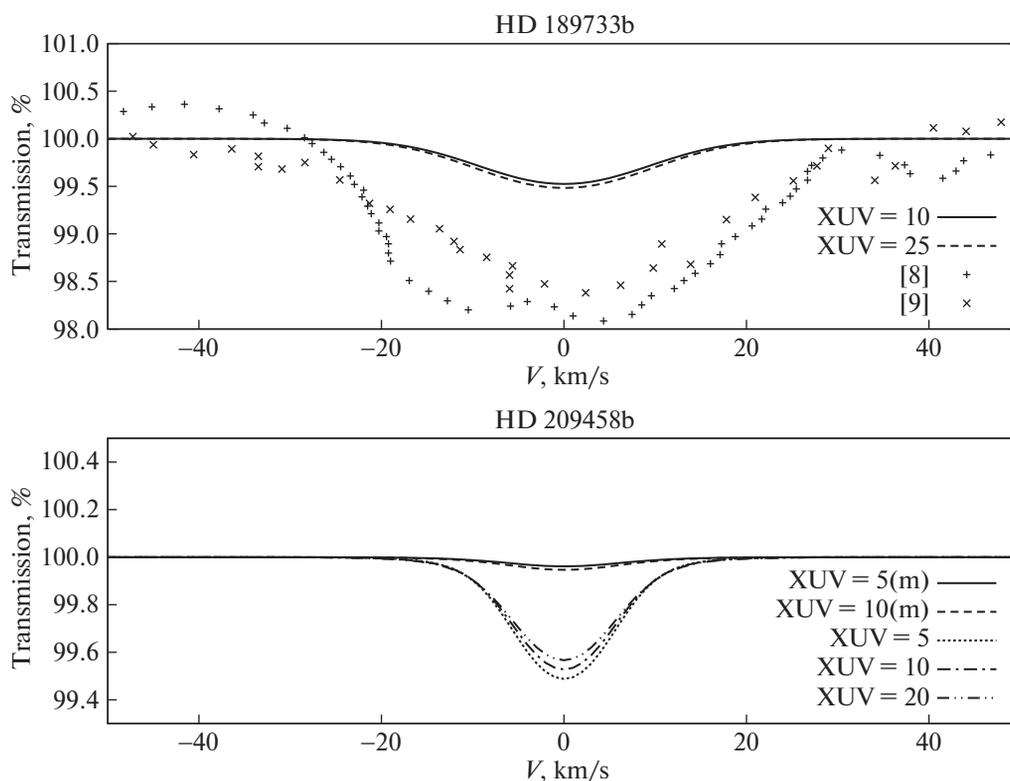


Рис. 6. $\text{H}\alpha$ спектры пропускания планет HD189733b и HD209458b.

рые рождаются в атмосфере планеты под действием внутренних процессов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, разработана Монте-Карло модель, вычисляющая перенос $\text{Ly}\alpha$ фотонов через верхнюю атмосферу горячих экзопланет. На основе разработанной модели для горячих юпитеров HD189733b и HD209458b получены распределения объемной плотности атомов водорода, возбужденных на второй энергетический уровень. Полученные распределения позволяют вычислить спектр поглощения данных планет в линии $\text{H}\alpha$. Полученные результаты свидетельствуют о значительном вкладе звездного излучения в поглощение на данной линии. Интенсивность XUV незначительно сказывается на поглощении, так как слабо влияет на концентрацию атомов в поглощающем слое.

Для планет HD189733b и HD209458b с атомарной атмосферой расчет показал, что поглощение в центре линии порядка $\sim 0.5\%$ с шириной ~ 40 км/с. При этом поглощение происходит в слое ~ 1.5 радиусов планеты, где концентрация возбужденных на второй уровень атомов водорода больше 10^0 см^{-3} .

Для случая HD209458b с молекулярной атмосферой поглощение оказалось менее 0.1% . Отметим, что для данной планеты интерпретация имеющихся наблюдательных данных в линии $\text{H}\alpha$ не очевидна [8] и скорее свидетельствует о низком уровне поглощения ($< 1\%$).

По результатам работы можно сделать заключение, что транзитное поглощение горячих юпитеров в линии $\text{H}\alpha$ значительно зависит от $\text{Ly}\alpha$ излучения звезды, но не может быть полностью им объяснено. Поглощение образуется в пределах полости Роша планет, где скорость истечения еще невелика. Поэтому ширина линии поглощения хорошо соответствует температурному максимуму термосферы $(1-1.5) \times 10^4$ К. Таким образом, измерения в $\text{H}\alpha$ потенциально позволяют зарегистрировать раздувание верхней атмосферы горячих юпитеров за счет поглощения ионизирующей радиации родительских звезд. Основной вывод заключается в том, что значительный вклад в поглощение могут вносить внутриаатмосферные процессы, приводящие к рождению $\text{Ly}\alpha$ фотонов, в первую очередь электронное возбуждение в области максимума температуры. Это предполагается изучить в следующей работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Разработка физической модели и численного кода сделана в рамках проекта РФФ 18-12-00080. Работа по подбору исходных профилей верхней атмосферы экзопланет сделана в рамках проекта РФФИ 20-02-00520. Расчеты на кластерах осуществлены в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (№ АААА-А17-117021750017-0). Параллельное компьютерное моделирование было выполнено в суперкомпьютерном центре Московского государственного университета, Межведомственного кластера РАН, Сибирского суперкомпьютерного центра СО РАН и суперкомпьютерного центра Новосибирского государственного университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. Charbonneau, T. M. Brown, R. W. Noyes, and R. L. Gilliland*, *Astrophys. J.* **568**, 377 (2002).
2. *A. Vidal-Madjar, A. L. Des Etangs, J. M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor*, *Nature* **422**, 143 (2003).
3. *A. L. Des Etangs, D. Ehrenreich, A. Vidal-Madjar, G. E. Ballester, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **514**, A72 (2010).
4. *V. Bourrier, A. L. Des Etangs, H. Dupuy, D. Ehrenreich, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **551**, A63 (2013).
5. *D. Ehrenreich, V. Bourrier, X. Bonfils, A. L. Des Etangs, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **547**, A18 (2012).
6. *J. R. Kulow, K. France, J. Linsky, and R. P. Loyd*, *Astrophys. J.* **786**, 132 (2014).
7. *V. Bourrier, A. L. Des Etangs, D. Ehrenreich, J. Sanz-Forcada, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **620**, A147 (2018).
8. *A. G. Jensen, S. Redfield, M. Endl, W. D. Cochran, L. Koesterke, and T. Barman*, *Astrophys. J.* **751**, 86 (2012).
9. *P. W. Cauley, S. Redfield, A. G. Jensen, and T. Barman*, *Astron. J.* **152**, 20 (2016).
10. *N. Casasayas-Barris, E. Pallé, F. Yan, G. Chen, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **616**, A151 (2018).
11. *F. Yan and T. Henning*, *Nature Astronomy* **2**, 714 (2018).
12. *P. W. Cauley, E. L. Shkolnik, I. Ilyin, K. G. Strassmeier, S. Redfield, and A. Jensen*, *Astron. J.* **157**, 69 (2019).
13. *G. Chen, N. Casasayas-Barris, E. Pallé, F. Yan, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **635**, A171 (2020).
14. *A. Oklopčić and C. M. Hirata*, *Astrophys. J. Lett.* **855**, L11 (2018).
15. *D. Christie, P. Arras, and Z. Y. Li*, *Astrophys. J.* **772**, 144 (2013).
16. *C. Huang, P. Arras, D. Christie, and Z. Y. Li*, *Astrophys. J.* **851**, 150 (2017).
17. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 5315 (2018).
18. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **491**, 3435 (2020).
19. *N. K. Dwivedi, M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, L. Fossati, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **487**, 4208 (2019).
20. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, A. G. Berezutsky, et al.*, *Astrophys. J.* **885**, 67 (2019).
21. *A. García Muñoz and P. C. Schneider*, *Astrophys. J. Lett.* **884**, L43 (2019).
22. *А. Г. Березуцкий, И. Ф. Шайхисламов, И. Б. Мирошниченко, М. С. Руменских и М. Л. Ходаченко*, *Астрон. вест.* **53**, 147 (2019).
23. *V. Bourrier and A. L. des Etangs*, *Astron. and Astrophys.* **557**, A124. (2013).
24. *Z. Zheng and J. Miralda-Escudé*, *Astrophys. J.* **578**, 33 (2002).
25. *U. M. Noebauer and S. A. Sim*, *Liv. Rev. Comp. Astrophys.* **5**, 1 (2019).
26. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al.*, *Astrophys. J.* **847**, 126 (2017).
27. *W. L. Wiese and J. R. Fuhr*, *J. Phys. and Chem. Ref. Data* **38**, 565 (2009).

УДК 521.1

ФИЗИЧЕСКАЯ ЛИБРАЦИЯ ЛУНЫ: РАСШИРЕННАЯ ПРОБЛЕМА

© 2021 г. А. А. Загидуллин¹, В. С. Усанин¹, Н. К. Петрова^{1,2}, Ю. А. Нефедьев^{1,*},
А. О. Андреев^{1,2}, Т. В. Гудкова³

¹ Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

² Казанский государственный энергетический университет, Казань, Россия

³ Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

*E-mail: star1955@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.12.2019 г.

После доработки 08.07.2020 г.

Принята к публикации 15.08.2020 г.

Работа посвящена изучению физической либрации Луны. Интерес к традиционной теме, связанной с вращением Луны, вызван активностью многих стран в освоении окололунного пространства. В научном отношении главным на повестке дня является учет вязкости ядра. На данном этапе разработки теории учтены такие эффекты, как косвенные и прямые возмущения от планет, произведено включение гармоники 4-го порядка в гравитационный потенциал Луны, и сделан учет усредненного приливообразующего потенциала. Введение описанных эффектов в уравнения вращения Луны привело к существенному улучшению решения при сравнении с соответствующими данными из теории DE421, хотя остаточные разности по-прежнему остаются больше предъявляемой к теории точности в 1 мс. Влияние прямого эффекта планет составило миллисекунды, влияние 4-й гармоники проявилось в виде систематического сдвига порядка 0.85" в остаточных разностях в либрации по долготе, а учет прилива позволил уменьшить остаточные разности в широте практически на порядок. При этом основным фактором, уменьшающим остаточные разности, является изменение в коэффициентах Стокса второго порядка. Расчеты проводились с использованием эфемериды DE421, построенной в Лаборатории реактивного движения NASA. Статья основана на докладе, сделанном на конференции "Астрометрия вчера, сегодня, завтра" (ГАИШ МГУ, 14–16 октября 2019 г.).

DOI: 10.31857/S0004629921010060

1. ВВЕДЕНИЕ

В представленном исследовании рассмотрены факторы, которые позволяют повысить точность теории физической либрации Луны по сравнению с теорией, ранее построенной для модели твердотельной Луны в рамках главной проблемы физической либрации [1, 2]. Следует отметить, что исследованию динамических свойств Луны посвящено множество работ. Система Земля–Луна является одним из интереснейших объектов для изучения. Во-первых, на Луне были размещены сейсмографы, которые обеспечили независимые подтверждения наличия лунного ядра [3, 4] и существования расплавленного слоя на границе ядро/мантия. Во-вторых, имеются высокоточные гравиметрические измерения, выполненные в ходе многих космических миссий, включая Kaguya и GRAIL, на основании данных которых были построены точные карты масконов и определены высокоточные значения коэффициентов Стокса в разложении гравитационного поля Луны [5]. Уточненные значения коэффициентов Стокса подтвердили сжатие лунного ядра [6]. В-третьих,

на сегодняшний день долговременная лазерная локация Луны (ЛЛЛ) достигла высокой точности (несколько десятков миллиметров) при определении расстояния между Землей и Луной, что позволило создать высокоточные эфемериды Луны, одной из которых является эфемерида DE421 [7]. С учетом новых данных и с применением эфемериды DE421 Рамбо и Вильямс [6] построили эмпирические ряды параметров физической либрации Луны (ФЛЛ), являющиеся, по сути, самым точным на сегодня аналитическим описанием лунного вращения. Все это было бы невозможно без развития самой теории ФЛЛ, с помощью которой допустима правильная интерпретация данных лазерной локации Луны, осуществляется моделирование описанных эффектов, что в конечном итоге делается с целью улучшения точности предсказания положения Луны на орбите, положения объектов на лунной поверхности и, конечно, уточнения параметров внутреннего строения лунного тела.

Также были обнаружены диссипативные процессы, которым обязан сдвиг в узле экватора на

эклиптике на величину (по модулю) $5.81''$, что эквивалентно углу отклонения полюса вращения из плоскости Кассини, равному $0.263''$. Вильямс и др. [8], а еще ранее Йодер [9], Дике и др. [10] предложили два возможных источника диссипации: твердотельные приливы от Земли и Солнца и диссипация на границе ядра с мантией. Было показано, что эти эффекты можно рассматривать независимо друг от друга. Обработка долговременных наблюдений ЛЛЛ показала, что приливная задержка составляет около 4 ч [8].

Включение этих внутренних эффектов в модель вращения Луны требует не только сложных теоретических расчетов, но и использования высокоточных наблюдений, чувствительных к этим эффектам. Самым очевидным является установка дополнительных сейсмографов на лунную поверхность, с помощью которых можно было бы более точно идентифицировать внутреннюю структуру Луны. Другим решением является установка телескопа на поверхность Луны. Имея в наличии такой телескоп, можно будет вводить поправки в теорию ФЛЛ для уменьшения невязок между наблюдаемыми положениями звезд и теоретически рассчитанными. Данную идею планируется осуществить в миссии ILOM [11, 12].

Таким образом, для изучения тонких эффектов вращения Луны необходимо иметь инструмент, позволяющий рассчитывать и вносить соответствующие коррективы в расчет ФЛЛ для уменьшения остаточных разностей. Так, нами вначале была построена численная теория ФЛЛ, которая по внутреннему содержанию полностью соответствовала аналитической теории Петровой [2]: в уравнения была заложена модель абсолютно твердой Луны, гравитационный потенциал которой описывался гармониками второго и третьего порядка, орбитальное движение Луны задавалось аналитической теорией [13], построенной в рамках задачи Хилла, т.е. описания движения Луны в плоской задаче трех тел Солнце–Земля–Луна. Точность аналитической теории [2], определяемая сравнением с аналогичными аналитическими теориями, была не очень высокой $\sim 0.05\text{--}0.1''$. Полученное численное решение [1] отличалось от соответствующего аналитического лишь в либрации по долготе: остаточные разности имели амплитуду $\sim 2''$ на резонансной частоте ($2I - 2F$). Это отличие, мы полагаем, обусловлено неточностью аналитического решения при получении амплитуд резонансных и с малыми знаменателями членов.

На данном этапе исследования мы рассматриваем уже более точную модель лунного вращения. Во-первых, переходим на современную численную эфемериду, определяемую теорией DE421. Именно эта, а не более поздняя, модель была выбрана с целью иметь возможность проводить сравнение полученного решения ФЛЛ с полуэм-

пирическими рядами Рамбо и Вильямса [6], которые тоже получены на основе DE421. Такое сравнение нам было необходимо провести для того, чтобы проверить корректность проводимых нами операций по извлечению из динамической модели как параметров движения центра масс Луны, так и параметров ФЛЛ.

Во-вторых, производим уточнение числовых значений параметров, закладываемых в разрабатываемую теорию. Решение дифференциальных уравнений численным методом в рамках задачи Коши требует задания начальных условий для искомого переменных, которыми являются углы либрации и сопряженные им канонические импульсы. Неточность в начальных данных ведет к тому, что в решении появляются ложные близрезонансные гармоники. В нашем случае к неточности начальных значений наиболее чувствительна либрация по долготе, в которой описанный эффект проявляется на периодах, близких к 3 годам. Поэтому мы с особой тщательностью выбрали начальные условия для переменных либраций с эфемеридой DE421.

В-третьих, мы делаем приближенный учет деформации лунного тела вследствие твердотельных приливов, вводя средние поправки к тензору инерции Луны, полученные в [8] на основе анализа лазерных данных.

И, в-четвертых, помимо косвенного учета возмущений от планет, реализованного через переход на динамическую эфемериду, мы произвели учет прямого возмущения от планет.

После введения каждого из описанных эффектов в развиваемую нами численную теорию ФЛЛ мы получаем остаточные разности при сравнении наших результатов с данными, извлеченными из DE421, которые с высокой степенью точности совпадают с расчетами по полуэмпирическим рядам [6]. В итоге полученные разности, не превышающие $1.2''$ для либрации по долготе и $2''$ по широте, показывают, что мы используем правильный алгоритм работы с динамической эфемеридой, что введенные нами эффекты все больше приближают наше решение к результатам, получаемым и с помощью полуэмпирических рядов. В заключение мы обсуждаем природу оставшихся невязок и анализируем возможные неучтенные эффекты, способные уменьшить амплитуду остаточных разностей.

2. ПОЛУЧЕНИЕ ОРБИТЫ ЛУНЫ ИЗ DE421

Сотрудниками лаборатории реактивного движения JPL NASA были написаны две программы для первичной обработки файлов эфемерид, содержащих коэффициенты Чебышева. Первая преобразует исходные данные в бинарный фор-

мат, а вторая проводит интерполяцию Чебышева на заданный момент времени.

Функция Pleph (ET, NTARG, NCTR, R), реализующая интерполяцию, написана на языке Fortran. В ней:

ET – дата в юлианской шкале;

NTARG – индекс объекта, координаты которого хотим получить (см. табл. 1);

NCTR – индекс объекта, относительно которого хотим получить координаты небесного тела NTARG;

R – массив координат и их производных.

Система координат, заложенная в эфемериду, геоцентрическая с экватором эпохи J2000, наклоненным на $\epsilon_0 = 84381.406''$ к эклиптике эпохи. При построении численной теории ФЛЛ мы используем направляющие косинусы радиусов векторов, направленных из центра Луны в центры Земли и Солнца. Переход от прямоугольных компонентов к направляющим косинусам радиусовектора (во вращающуюся эклиптическую систему координат) реализуется следующим способом:

1. Поворот экваториальной системы координат на угол ϵ_0

$$\begin{pmatrix} X_{\text{ecl}} \\ Y_{\text{ecl}} \\ Z_{\text{ecl}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\epsilon_0) & \sin(\epsilon_0) \\ 0 & -\sin(\epsilon_0) & \cos(\epsilon_0) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R(1) \\ R(2) \\ R(3) \end{pmatrix}.$$

2. Вычисление долготы λ и широты β объекта (Земли/Солнца) с переходом во вращающуюся систему отсчета за счет вычета среднего движения n_{sider} из долготы

$$n_{\text{sider}} = F + \Omega - 180^\circ;$$

$$\lambda = \begin{cases} 2\pi - \cos^{-1}\left(\frac{X_{\text{ecl}}}{\sqrt{X_{\text{ecl}}^2 + Y_{\text{ecl}}^2}}\right) - n, & Y_{\text{ecl}} < 0 \\ \cos^{-1}\left(\frac{X_{\text{ecl}}}{\sqrt{X_{\text{ecl}}^2 + Y_{\text{ecl}}^2}}\right) - n, & Y_{\text{ecl}} > 0; \end{cases}$$

$$\beta = \frac{\pi}{2} - \cos^{-1}\left(\frac{Z_{\text{ecl}}}{\sqrt{X_{\text{ecl}}^2 + Y_{\text{ecl}}^2 + Z_{\text{ecl}}^2}}\right).$$

3. Вычисление направляющих косинусов радиусов-векторов Луна–Земля, Луна–Солнце:

$$a_{\text{ecl}} = \frac{\sqrt{X_{\text{ecl}}^2 + Y_{\text{ecl}}^2}}{\sqrt{X_{\text{ecl}}^2 + Y_{\text{ecl}}^2 + Z_{\text{ecl}}^2}} \cos(\lambda);$$

$$b_{\text{ecl}} = \frac{\sqrt{X_{\text{ecl}}^2 + Y_{\text{ecl}}^2}}{\sqrt{X_{\text{ecl}}^2 + Y_{\text{ecl}}^2 + Z_{\text{ecl}}^2}} \sin(\lambda);$$

$$c_{\text{ecl}} = \frac{Z_{\text{ecl}}}{\sqrt{X_{\text{ecl}}^2 + Y_{\text{ecl}}^2 + Z_{\text{ecl}}^2}}.$$

Таблица 1. Значения NTARG

NTARG	Тело
5	Юпитер
2	Венера
13	Барицентр Земля–Луна
10	Геоцентр Луны
3	Земля
11	Солнце
15	ФЛЛ, NCTR = 0

Таблица 2. Остаточные разности между различными орбитальными теориями Δ в компонентах Земли относительно Луны на интервале 80 лет

Δ	Радиус-вектор, м	Долгота, м	Широта, м
DE430–DE421	± 0.4	0–2	± 1.5
DE431–Horizons	$\pm 1.5 \times 10^{-6}$	$\pm 1.5 \times 10^{-6}$	$\pm 0.2 \times 10^{-6}$
DE430–DE421 [7]	± 0.2	0–1	± 1

Полученные параметры необходимы для расчета потенциальной энергии системы. Потенциальная энергия учитывает взаимодействие Луны с Землей (через гармоники 2-го, 3-го и 4-го порядков) и с Солнцем (гармоника 2-го порядка). Используемые формулы приведены в [1].

Для проверки корректности вычисления параметров орбиты мы провели сравнение полученных нами значений на основе эфемерид DE421, DE430 и DE431 со значениями, взятыми из базы web-interface HORIZONS¹, с заложенной моделью DE431mx. Остаточные разности, рассчитанные нами и аналогичные разности, полученные в работе [7], приведены в табл. 2.

Поскольку разности между DE431 и Horizons составляют миллионные доли метра, применяемый нами алгоритм расчетов можно считать корректным.

3. РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА ИЗВЛЕЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЛИБРАЦИИ ИЗ DE421

3.1. Полуэмпирические ряды наблюдений

Модель DE421 была выбрана нами еще и потому, что на ней построены полуэмпирические ряды Рамбо и Вильямса [6], которые на сегодняшний день представляют собой наиболее точное

¹ <https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons.cgi>

Таблица 3. Фрагмент таблицы полуэмпирических рядов [6]

Arguments	Period (days)	Fourier C (")	Fourier S (")	Poisson C ("/cent)	Poisson S ("/cent)
+1	27.555	-0.046	-101.344	—	—
+F	27.212	78.575	0.249	—	—
+1-2F	-26.878	0.072	-24.569	—	—
+Ω	-6798.526	7.582	-9.023	-0.006	0.121
+2F	13.606	-0.003	-10.080	—	—
+F+W	27.185	0.004	5.758	-0.012	-0.002
-2D+2F	173.310	-0.001	-3.002	—	—
-2D+1	-31.812	-0.001	2.469	—	—
+F-W	27.239	-0.001	2.443	0.005	-0.001
+1+F	13.691	1.408	0.001	—	—

Таблица 4. Параметры Делоне [16], движения лунного узла (эпохи) и общей прецессии

Par	0"/"	T1, "	T2, "	T3, "	T4, "
L	134/57/48.2264	1717915923.0024	31.3939	0.051651	-0.00024470
L'	357/31/44.7744	129596581.0733	-0.5529	0.000147	0.00000015
F	93/16/19.5517	1739527263.2179	-13.2293	-0.001021	0.00000417
D	297/51/0.6902	1602961601.0312	-6.8498	0.006595	-0.00003184
Ω	125/2/40.3265	-6967919.8851	6.3593	0.007625	-0.00003586
P _a	0	5028.7946	1.1113	-0.000006	0

аналитическое представление наблюдаемой физической либрации в виде рядов:

$$f(t) = \sum_{j=1}^m a_j t^j + \sum_{i=1}^n [(C_i + \varepsilon_i^c t) \cos(\varphi_i(t)) + (S_i + \varepsilon_i^s t) \sin(\varphi_i(t))]. \quad (1)$$

Ряды (1) корректно называть полуэмпирическими [14], поскольку числовые значения их коэффициентов и частот, представленных через фундаментальные аргументы Делоне (табл. 3), получены не из решения дифференциальных уравнений ФЛЛ, а в результате сложного многопараметрического анализа остаточных разностей, полученных при сравнении численного решения DE421 для ФЛЛ с данными долговременных лазерных наблюдений. Другими словами, ряды [6] являются, своего рода, аналитической интерпретацией полученных из наблюдений параметров ФЛЛ. Они не полностью соответствуют DE421, т.к. содержат еще низкоамплитудные члены U_n ($\leq 0.03''$), которых нет в DE421, но они присутствуют в наблюдениях. Баркин и др. [14] показали, что природа этих членов обусловлена наличием свободной нутацией ядра Луны (Free Core Nutation – FCN), и члены со статусом U_n соответствуют гармоникам, производным от FCN [15].

Ряды [6] используются нами для процедуры проверки алгоритма (см. ниже, раздел 3.2) по извлечению параметров либрации Луны. Для этого мы реализовали программу по расчету компонентов либрации Луны согласно формуле (1) по таблицам [6] и рассчитали те же параметры по алгоритму, приведенному в разделе 3.2. В результате у нас получилось хорошее согласие в остаточных разностях. Все необходимые для расчета по формулам (1) числовые значения используемых параметров приведены в табл. 4–6.

3.2. Извлечение параметров ФЛЛ из численной эфемериды DE421

Для получения углов либрации Луны из эфемериды DE421 мы использовали функцию Pleph. Для этого были заданы необходимые параметры NCTR = 0, NTARG = 15. Массив, возвращаемый функцией, содержит значения углов Эйлера, определяющих положение системы главных осей инерции Луны относительно ICRF. Для получения классических углов либрации ρ , τ , $I\sigma$ был использован следующий алгоритм преобразований [18]:

1) переход в систему ICRF с помощью Эйлеровых углов, полученных при выполнении функции Pleph;

Таблица 5. Параметры долгот планет эклиптики эпохи [17]

Par	T0, rad	T1, "	T2, "	T3, "	T4, "
Me	4.40260884240	26087.90314157420	-0.00000934290	0.00000003100	0
Ve	3.17614669689	10213.28554621100	0.00000287555	-0.00000003038	0
Ea	1.75347031435	6283.07584918000	-0.00000991890	0.00000000073	0
Ma	6.20348091341	3340.61243149230	0.00000454761	-0.00000005057	0
Ju	0.59954649739	529.69096509460	-0.00014837133	0.00000007482	0
Sa	0.84701675650	213.29909543800	0.00036659741	-0.00000033330	0.00000000217

2) переход в экваториальную систему координат;

3) определение вектора, направленного в узел нисходящего узла лунного экватора на эклиптике;

4) вычисление углов Эйлера в эклиптической системе координат на основе скалярных и векторных преобразований;

5) извлечение углов либрации ρ , τ , $I\sigma$ из углов Эйлера.

Выполнив все необходимые вычисления по этому алгоритму, мы извлекли из DE421 значения параметров ФЛЛ, рассчитав τ^c , ρ^c , $I\sigma^c$ на интервале 200 лет, начиная с J2000, с шагом 1 день. Полученные значения были сравнены со значениями τ^e , ρ^e , $I\sigma^e$, рассчитанными по рядам (1) на этом же промежутке времени. Остаточные разности $\Delta\tau = |\tau^c - \tau^e|$, $\Delta\rho = |\rho^c - \rho^e|$, $I\Delta\sigma = I \times |\sigma^c - \sigma^e|$, представленные на рис. 1, были сравнены с аналогичными значениями, полученными в [8] (см. рис. 2).

Анализ полученных разностей показал, что расхождение с данными [6] не превышает 20 mas (mas – milli arc second, угловая миллисекунда) для всех трех углов, но для либрации в наклоне ρ на взятом интервале времени в наших расчетах присутствует небольшой тренд, природу которого мы пока не выяснили. Однако в пределах требуемой на данном этапе точности полученные результаты свидетельствуют и о корректности применяемого нами алгоритма работы с численной эфемеридой DE421, и о правильном выборе значений используемых параметров.

3.3. Формирование числовых значений констант и начальных значений для ФЛЛ

Как было сказано выше, для решения дифференциальных уравнений в рамках задачи Коши необходимо правильно задать начальные условия. Кроме того, поскольку был осуществлен переход на численную орбиту эфемериды DE, используемые параметры, константы и начальные

значения для углов либрации и сопряженных импульсов необходимо также привести в соответствие с параметрами DE421 (табл. 7).

Разрабатываемая нами теория физической либрации строится относительно эклиптики J2000, это надо иметь в виду, если требуется, например, переходить к эклиптике даты. В этом случае потребуются значения долготы восходящего узла Ω от эклиптики эпохи даты от узла J2000, рассчитываемое по коэффициентам табл. 4, а также значение угла наклона экватора Земли к эклиптике ϵ_0 .

Рассмотрим алгоритм вычисления начальных условий для параметров физической либрации. Напомним, что DE421 содержит традиционные углы Эйлера и по ним можно определить параметры либрации τ , ρ , $I\sigma$, а в разрабатываемой нами теории мы оперируем углами μ , ν , π (см. табл. 6, рис. 3), определяющими положение триэдра осей инерции Луны (динамической системы координат – ДСК), непосредственно относительно эклиптики, их еще называют самолетными углами [1]. Углы ν и π по смыслу аналогичны направляющим косинусам эклиптики P_1 , P_2 , а угол либрации в долготе $\mu \sim \tau + \frac{I}{2} \sin(2F)$ [2]. Чтобы привести в согласие эти два разных способа описания ФЛЛ и получить корректные начальные значения для углов μ , ν и π , нам необходимо запрограммировать переход от ДСК к эклиптической

Таблица 6. Значения полиномиальных коэффициентов a_j для параметров либрации в углах Эйлера и для направляющих косинусов эклиптики P_1 , P_2 относительно системы главных осей инерции Луны

a_j, P	"	T1, "	T2, "	T3, "
$I\sigma$	-0.249	0.0189	-0.0036	0.000245
ρ	-0.014	0.0003201	-0.0001504	0.00001375
τ	67.753	0.3162	-0.1034	0.007434
P_1	-78.513	0.00001075	-0.000006604	0.0000006663
P_2	0.290	0.0002411	-0.00006364	0.000004586

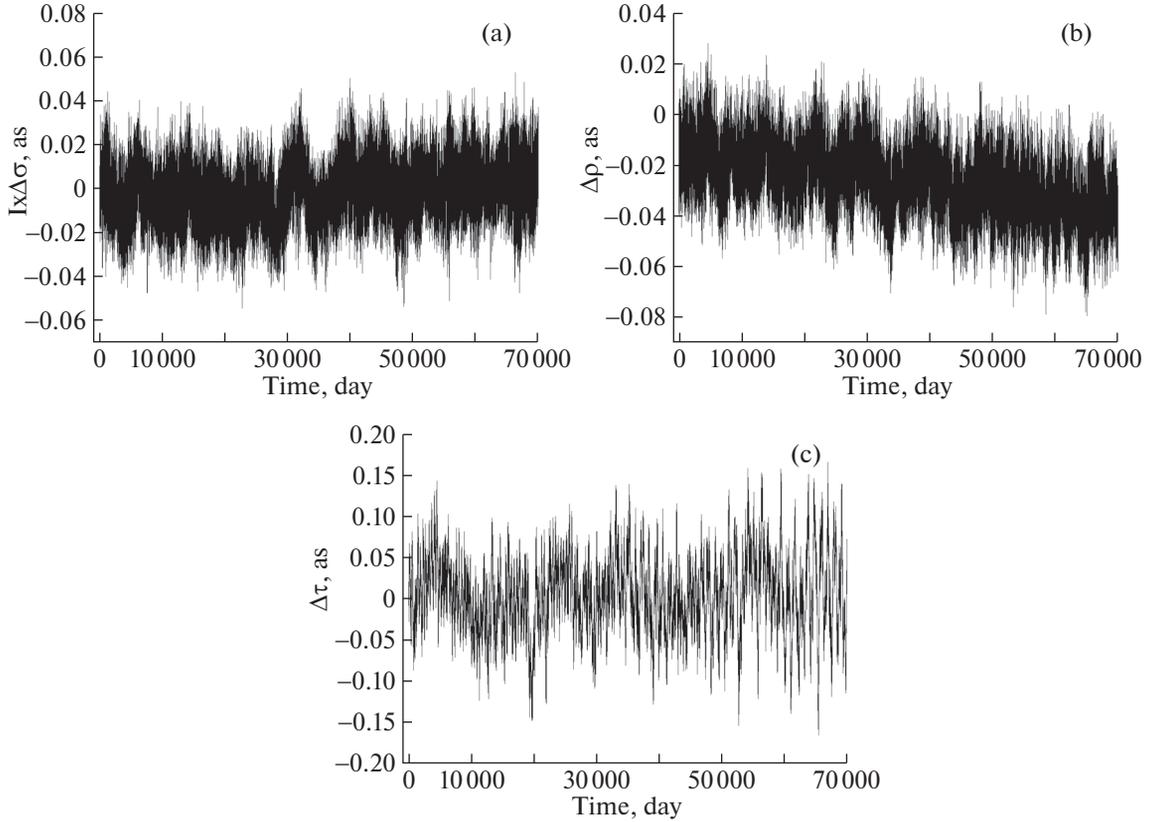


Рис. 1. Разности в углах либрации τ , ρ , $I\sigma$, полученных при сравнении данных, извлеченных из DE421 по разработанному алгоритму, и рассчитанных по рядам [6].

ской системе через самолетные углы, а потом обратный переход от эклиптики к ДСК, но уже через углы Эйлера (ψ , θ , ϕ).

Математически необходимый переход между эклиптической и динамической системами координат осуществляется с помощью матриц вращения, углами поворота в которых являются либо самолетные углы, либо Эйлеровы углы. Это дает нам основание связать разные виды либрационных углов через произведение матриц вращения:

$$R_x(-\pi)R_y(v)R_z(M) = R_z(\psi)R_x(-\theta)R_z(\phi). \quad (2)$$

Здесь угол $M = L + \mu$, где L – средняя долгота Луны, отсчитываемая от оси, направленной в точку весеннего равноденствия.

$$\begin{aligned} \sin(v) &= \sin(\psi)\sin(\theta), \\ \sin(\pi)\cos(v) &= \cos(\psi)\sin(\theta), \\ \sin(M)\cos(v) &= \cos(\psi)\sin(\phi) + \\ &+ \sin(\psi)\cos(\theta)\cos(\phi), \\ \cos(M)\cos(v) &= \cos(\psi)\cos(\phi) - \\ &- \sin(\psi)\cos(\theta)\sin(\phi). \end{aligned} \quad (3)$$

Таким образом, уравнения (3) дают нам возможность получить начальные значения самолет-

ных углов на основе Эйлеровых углов, взятых из DE421. Чтобы вычислить скорости изменения углов, мы продифференцировали по времени выражение (3) и получили необходимые соотношения:

$$\begin{aligned} \dot{v}\cos(v) &= \dot{\psi}\cos(\psi)\sin(\theta) + \dot{\theta}\sin(\psi)\cos(\theta), \\ \dot{\pi}\cos(\pi)\cos(v) &= \dot{v}\sin(\pi)\sin(v) - \\ &- \dot{\psi}\sin(\psi)\sin(\theta) + \dot{\theta}\cos(\psi)\cos(\theta), \\ \dot{M}\cos(M)\cos(v) &= \dot{v}\sin(M)\sin(v) - \\ &- \dot{\psi}\sin(\psi)\sin(\phi) + \dot{\phi}\cos(\psi)\cos(\phi) + \\ &+ \dot{\psi}\cos(\psi)\cos(\theta)\sin(\phi) - \\ &- \dot{\theta}\sin(\psi)\sin(\theta)\cos(\phi) + \\ &+ \dot{\phi}\sin(\psi)\cos(\theta)\sin(\phi). \end{aligned} \quad (4)$$

В уравнениях ФЛЛ, которые построены на основе канонических уравнений Гамильтона, входят не скорости, а импульсы, сопряженные угловым координатам. Чтобы получить канонические импульсы, используем особенности подхода Гамильтона при работе с каноническими переменными. Согласно [1], проекции угловой скорости

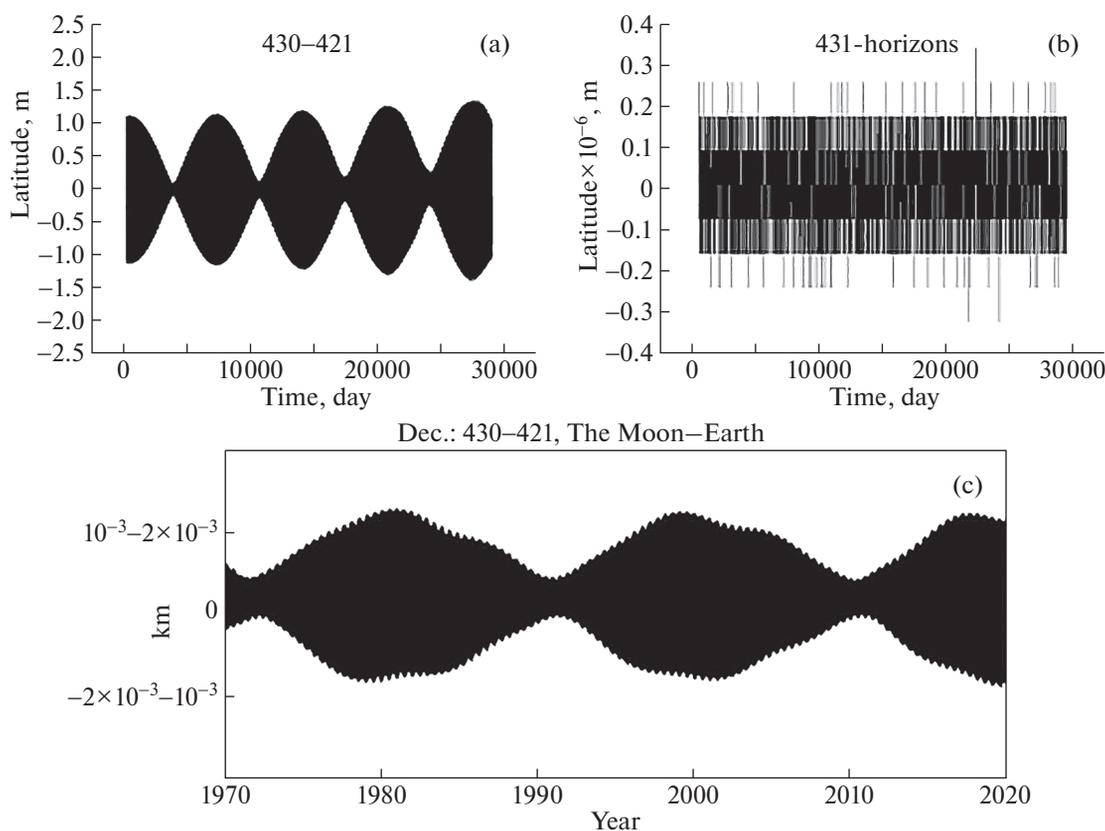


Рис. 2. Разности в широте. На нижнем графике – разность в склонении [6].

Ω вращения Луны в ДСК определяются по формулам:

$$\begin{aligned} \Omega_x &= -\dot{M} \sin(v) - \dot{\pi}, \\ \Omega_y &= -\dot{M} \cos(v) \sin(\pi) + \dot{v} \cos(\pi), \\ \Omega_z &= \dot{M} \cos(v) \cos(\pi) + \dot{v} \sin(\pi). \end{aligned} \quad (5)$$

Подставив проекции угловой скорости в формулу для вычисления кинетической энергии T твердого тела и учитывая, что канонические импульсы определяются как $p_i = \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i}$, где $q_1 = \mu$, $q_2 = v$, $q_3 = \pi$, получаем для них следующие выражения:

$$\begin{aligned} p_3 &= A\Omega_x, \\ p_2 &= B\Omega_y \cos(\pi) + \Omega_z \sin(\pi), \\ p_1 &= \Omega_z \cos(v) \cos(\pi) - A\Omega_x \sin(v) - \\ &\quad - B\Omega_y \cos(v) \sin(\pi). \end{aligned} \quad (6)$$

При переходе к переносной системе отсчета, привязанной к ДСК, канонический импульс будет уменьшен на величину средней скорости вращения Луны n [1]: $(p_1)_{\text{ДСК}} = p_1 - n$. В итоге уравнения (5) и (6) позволяют вычислить необходимые начальные значения и для канонических импульсов.

Таким образом, мы получаем возможность, во-первых, на основе Эйлеровых углов, извлеченных из DE421, вычислить начальные значения параметров либрации μ^0 , v^0 , π^0 и сопряженных им импульсов p_1^0 , p_2^0 , p_3^0 , чтобы корректно провести численное интегрирование построенных нами уравнений либрации, а во-вторых, тестировать качество получаемого нами численного решения $\mu(t)$, $v(t)$, $\pi(t)$ путем сравнения с данными, рассчитываемыми по рядам [6].

4. УЧЕТ ПРЯМОГО И КОСВЕННОГО ВЛИЯНИЯ ПЛАНЕТ НА ФЛЛ

Косвенные возмущения от планет возникают из-за влияния планет на движение центра масс Луны. Ранее нами была использована аналитическая теория орбитального движения [13], которая построена для ограниченной задачи трех тел – Земли, Луны и Солнца. На данном этапе мы перешли к современной численной орбите DE421, которая построена с учетом возмущений и от планет, и даже от астероидов. Мы провели ряд тестов (разделы 2, 3), подтверждающих корректность сделанного нами перехода к новой теории движения лунного центра масс. Одним из допущений,

Таблица 7. Константы, заложенные в модель численного интегрирования

Коэффициент	Значение	Коэффициент	Значение
$C_{20}(-J_2)$	$-0.2032732576370724 \times 10^{-3}$	C_{22}	$0.2238976709652413 \times 10^{-4}$
C_{22}	$0.2238976709652413 \times 10^{-4}$	$C_{30}(-J_3)$	$-0.8404701525941 \times 10^{-5}$
C_{31}	$0.28452435 \times 10^{-4}$	C_{32}	$0.484638724000903 \times 10^{-5}$
C_{33}	$0.1674047530039142 \times 10^{-5}$	S_{31}	0.59008×10^{-5}
S_{32}	$0.16841984741476 \times 10^{-5}$	S_{33}	$-0.2485526 \times 10^{-6}$
$C_{40}(-J_4)$	$0.9642285999999999 \times 10^{-5}$	C_{41}	$-0.5692687 \times 10^{-5}$
C_{42}	-0.15862×10^{-5}	C_{43}	-0.812041×10^{-7}
C_{44}	$-0.1273941 \times 10^{-6}$	S_{41}	0.1574393×10^{-5}
S_{42}	$-0.1517312 \times 10^{-5}$	S_{43}	$-0.8027907000000001 \times 10^{-6}$
S_{44}	0.831475×10^{-7}	γ	$0.2277305314199142 \times 10^{-3}$
β	$0.6310022025364629 \times 10^{-3}$	$\bar{C} = \frac{C}{MR^2}$	0.39326772660028886
$\frac{M_{\odot}}{M_{\oplus} + M_{\text{Moon}}}$	328900.55915	$\frac{M_{\text{Moon}}}{M_{\oplus}}$	1.0/81.30056907
GM_S	$0.2959122082855911 \times 10^{-3}$	GM_{Ju}	$0.282534584085505 \times 10^{-6}$
$\frac{GM_S}{GM_E}$	$0.7243452332698441 \times 10^{-9}$	GM_V	$0.7243452332698441 \times 10^{-9}$
k_2	0.02163368386360741	S	0.011
I	0.026919957991	ϵ_0	84381.406

Примечание. Значения и количество знаков в константах взяты непосредственно из файлов модели DE421.

которые мы закладываем в нашу теорию либрации, является тот факт, что мы рассматриваем вращательное и орбитальное движение Луны не-

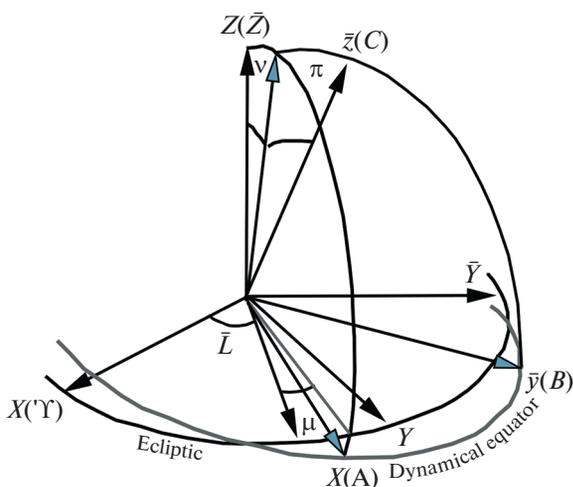


Рис. 3. Углы либрации μ , ν и π . Селеноцентрическая эллиптическая система координат. Система $(\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z})$ – эллиптическая система, равномерно вращающаяся со скоростью среднего движения Луны. Фрейм $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ – представляет ДСК.

зависимыми. Эффект спин-орбитального взаимодействия имеет очень малый вклад в точность вращательной теории [19], поэтому наше допущение оправдано, и оно позволяет нам, не меняя уравнений вращения, перевести расчеты с одной орбитальной теории на другую. Естественно, что переход к новой орбите привел и к перерасчету начальных данных уже для численного интегрирования либрационных уравнений, что в целом обеспечивает повышение точности теории либрации. Таким образом, переход на эфемериду D421 обеспечил нам автоматический учет косвенного возмущения от планет.

Для включения прямых возмущений от планет мы ввели во вторую гармонику селенопотенциала эффекты взаимодействия Луны с Венерой и Юпитером. Возмущения от других планет нами пока не рассматриваются в силу или их малых масс, или их большой удаленности.

Мы получили два решения: μ , ν , π без учета прямого воздействия от планет и μ^p , ν^p , π^p с учетом этого воздействия, и проанализировали полученные разности в этих решениях $\Delta\mu^p = |\mu^p - \mu|$, $\Delta\nu^p = |\nu^p - \nu|$, $\Delta\pi^p = |\pi^p - \pi|$, чтобы оценить вклад возмущений от планет в либрационные углы. По нашим расчетам оказалось, что по-

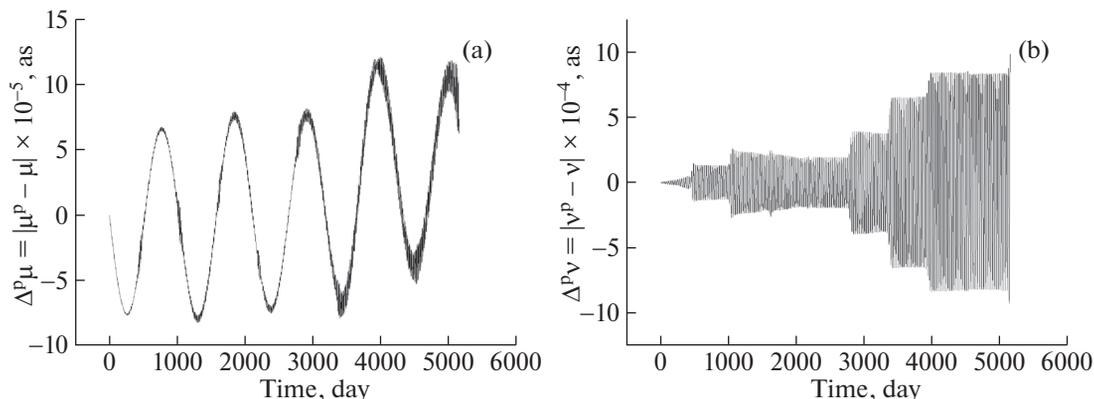


Рис. 4. Вклад возмущений от планет в либрацию по долготе и либрацию по широте.

ведение $\Delta\nu^p$ и $\Delta\mu^p$ практически одинаково, поэтому на рис. 4 показаны разности только для двух углов — $\Delta\mu^p$ и $\Delta\nu^p$.

Анализ поведения остаточных разностей свидетельствует о том, что вклад возмущений от планет составляет лишь доли миллисекунд дуги, что намного меньше требуемой точности как теории, так и наблюдений. Полученные значения амплитуд планетных вкладов полностью согласуются с данными аналогичной работы [20], что независимо подтверждает корректность проведенных нами расчетов.

5. ПРИБЛИЖЕННЫЙ УЧЕТ ПРИЛИВНОЙ ДЕФОРМАЦИИ ЛУННОГО ТЕЛА

Модель абсолютно твердой Луны уже совершенно не соответствует уровню точности современных наблюдений. Для адекватной обработки данных с последних спутниковых миссий и долговременных рядов лазерной локации необходимо рассматривать потенциал не твердого, а деформируемого вследствие приливного взаимодействия с Землей и Солнцем лунного тела. Вследствие твердотельных приливов тело Луны “дышит” с амплитудой примерно ± 10 см в месяц. Кроме того, влиянию приливов подвержены и гравитационное поле, и соответственно физическая либрация. В работе [21] проведен тщательный анализ высокоточных данных по спутниковому слежению в миссии GRAIL [5], основанный на построении математической модели лунного потенциала, включающего как упругие деформации, так и эффекты диссипации, обусловленные вязкими свойствами лунного тела и внутренними процессами в разогретой мантии на глубине внешнего жидкого ядра.

В нашем исследовании мы пока не готовы решать задачу в таком объеме, как это сделано учеными лаборатории реактивных исследований

НАСА (JPL NASA), имеющими многолетний опыт в развитии теории вращения Луны и построении геофизических моделей ее внутреннего строения. Но поскольку нами поставлена задача разработать свой собственный инструмент для описания лунного вращения с необходимой точностью, на данном этапе мы сделали первый шаг в этом направлении — приближенный учет приливной деформации.

Суть используемого нами метода заключается в том, что приливная деформация вызывает небольшие постоянные изменения и в моментах инерции Луны (A, B, C, γ, β), и в коэффициентах Стокса второго порядка C_{20}, C_{22} . Значения этих усредненных постоянных получены при анализе лазерных наблюдений [8]. Основываясь на этих данных, мы разработали алгоритм учета усредненных приливных деформаций.

1. Вначале вычисляем твердотельные компоненты моментов инерции

$$\begin{aligned} A_{\text{Rigid}} &= \frac{1 - \gamma\beta}{1 + \beta}, \\ B_{\text{Rigid}} &= \frac{1 + \gamma}{1 + \beta}, \\ \frac{C}{mR_{\text{Rigid}}^2} &= \frac{-2c_{20}(1 + \beta)}{2\beta - \gamma + \beta\gamma}. \end{aligned} \tag{7}$$

2. Затем вносим эмпирически определенные в [8] поправки за усредненный прилив. Пусть $\bar{C}_r = \frac{c}{mR^2}$ — нормированный момент инерции Луны, тогда вследствие приливной деформации моменты инерции получают некоторые поправки в виде:

$$A = A_{\text{Rigid}} + \frac{\Delta A(k_2, s)}{C_r},$$

$$\begin{aligned}
B &= B_{\text{Rigid}} + \frac{\Delta B(k_2, s)}{C_r}, \\
C &= C_{\text{Rigid}} + \frac{\Delta A(k_2, s)}{C_r}, \\
C_{20} &= C_{20\text{Rigid}} + \Delta C_{20}, \\
C_{22} &= C_{22\text{Rigid}} + \Delta C_{22},
\end{aligned} \quad (8)$$

3. Значения чисел Лява k_2 и сферического члена s представлены в табл. 7.

При решении задачи ФЛЛ в рамках главной проблемы [1, 2] главные моменты инерции задавались в единицах главного момента инерции C_{Rigid} . При таком подходе можно считать, что $C_{\text{Rigid}} = 1$. Следуя этой принятой системе, все главные моменты инерции в (8) также задаются в единицах C_{Rigid} .

Чтобы проверить, насколько существенно скажутся на качестве нашего решения сделанные поправки за прилив, мы на интервале в 5000 дней вначале получили наше твердотельное решение $\mu^r(t)$, $\nu^r(t)$, $\pi^r(t)$, построенное уже на основе эфемериды DE421 с учетом соответствующих констант (табл. 7) и начальных значений, вычисленных по (3)–(6). Затем внесли поправки (8) в построенные ранее [1] дифференциальные уравнения ФЛЛ и получили численное решение $\mu^d(t)$, $\nu^d(t)$, $\pi^d(t)$ с учетом усредненного прилива. На основе углов Эйлера, извлеченных из DE421, и редуцированных формул (3)–(6) мы получили на этом же интервале решение $\mu^{421}(t)$, $\nu^{421}(t)$, $\pi^{421}(t)$. И затем построили два типа остаточных разностей: $\Delta\mu^r = |\mu^r - \mu^{421}|$, $\Delta\nu^r = |\nu^r - \nu^{421}|$, $\Delta\pi^r = |\pi^r - \pi^{421}|$ и $\Delta\mu^d = |\mu^d - \mu^{421}|$, $\Delta\nu^d = |\nu^d - \nu^{421}|$, $\Delta\pi^d = |\pi^d - \pi^{421}|$. На рис. 5 представлены графики поведения обоих типов невязок. Из анализа графиков на рис. 5 следует, что прилив значительно влияет на либрацию по широте в углах ν и π , но не оказывает существенного влияния на амплитуду либрации по долготе μ . Кроме того, в либрации по долготе присутствует фиктивная частота, период которой 1023.4 дня, что близко к резонансному периоду системы (1056.13 дня). Аналогичные гармоники проявляются и в либрации по широте: для ν период фиктивной гармоники 27.22 дня, а для π – 27.16 дня, в то время как резонансные периоды в широте составляют 27.185 (для $I\sigma$) и 27.239 дня (для ρ). Появление фиктивных гармоник в решении $\mu^r(t)$ или $\mu^d(t)$ говорит о том, что вычисленные нами начальные значения не соответствуют заложенной в уравнения [1] модели. Этим же объясняется и нарастающее со временем увеличение остаточных разностей в обоих типах решений.

Решение DE421 получено с учетом многих факторов: вязкоупругая модель с диссипацией для приливного потенциала, учет дифференциального вращения ядра и мантии, неинерциальные силы (сила Кориолиса и центробежная сила), высшие степени разложения селенопотенциала, начиная с четвертой гармоники, и прямые возмущения от планет (Юпитера и Венеры).

6. ВЛИЯНИЕ 4-Й ГАРМОНИКИ СЕЛЕНОПОТЕНЦИАЛА

Аналитические оценки показывают, что вклад в возмущающий потенциал от 4-й гармоники, а тем более от 5-й и 6-й гармоник, во много раз меньше по сравнению со 2 и 3-гармониками: $\frac{U_3}{U_2} \sim 3 \times 10^{-4}$, $\frac{U_4}{U_2} \sim 3 \times 10^{-6}$. Однако на современном уровне требований к точности теории вклад 4-й гармоники является значимым. Получив выверенное выражение для гармоники U_4 через направляющие косинусы (9), см. ниже, мы включили ее в гамильтониан и сравнили полученное решение $\mu^{(4)}$, $\nu^{(4)}$, $\pi^{(4)}$ с решением μ , ν , π без учета этой гармоники. Построенные остаточные разности $\Delta\mu^{(4)} = |\mu^{(4)} - \mu|$, $\Delta\nu^{(4)} = |\nu^{(4)} - \nu|$, $\Delta\pi^{(4)} = |\pi^{(4)} - \pi|$ представлены на рис. 6.

$$\begin{aligned}
U(\rho, \theta, \varphi) &= \frac{GM}{\rho} \left(1 + \left(\frac{a}{\rho} \right)^2 + \right. \\
&+ [c_{20}P_2(\cos \theta) + c_{22} \cos(2\lambda)P_{22}(\cos \theta)] + \\
&+ \left. \sum_{n=3}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{\rho} \right)^n [c_{nm} \cos(m\lambda) + \right. \\
&+ \left. s_{nm} \sin(m\lambda)] P_{nm}(\cos \theta) \right), \\
U_4 &= \frac{GM_e}{a_{em}^3} M_m a^2 \left(\frac{a_{em}}{\rho} \right)^5 \left(\frac{a}{a_{em}} \right)^2 [\Lambda], \\
[\Lambda] &= 0.375c_{40} + 7.5c_{42} - 15c_{42}u_1^2 + 105c_{44}u_1^4 - \\
&- 15s_{42}u_1u_2 + 420s_{44}u_1^3u_2 - 630c_{44}u_1^2u_2^2 - \\
&- 420s_{44}u_1u_2^3 + 105c_{44}u_2^4 - 7.5c_{41}u_1u_3 + \\
&+ 420c_{43}u_1^3u_3 - 7.5s_{41}u_2u_3 - 420s_{43}u_2^3u_3 + \\
&+ 3.75c_{40}u_3^2 - 60c_{42}u_3^2 + 105c_{42}u_1^2u_3^2 + \\
&+ 105s_{42}u_1u_2u_3^2 + 17.5c_{41}u_1u_3^3 + 17.5s_{41}u_2u_3^3 + \\
&+ 4.375c_{40}u_3^4 + 52.5c_{42}u_3^4 - 315c_{43}u_1u_3(1 - u_3^2) + \\
&+ 315s_{43}u_2u_3(1 - u_3^2),
\end{aligned} \quad (9)$$

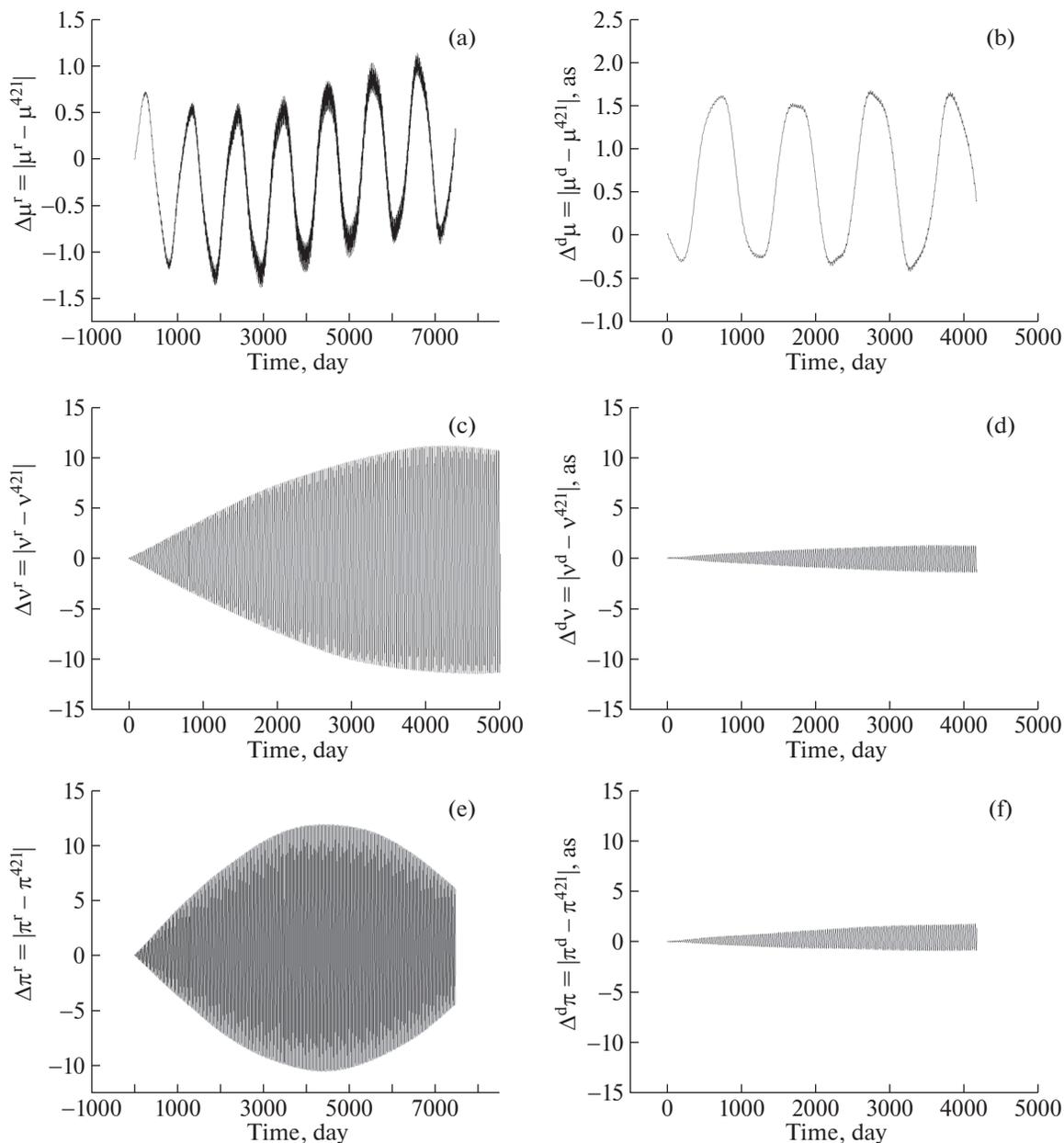


Рис. 5. Остаточные разности между решением DE421 и решением для твердотельной модели (слева) и модели с учетом приливных деформаций (справа). Все решения получены в углах μ , v , π .

где c_{ij}, s_{ij} – коэффициенты Стокса, a_{em} – среднее расстояние Земля–Луна, a – средний радиус Луны, ρ – мгновенное расстояние Земля–Луна, $M_{e/m}$ – масса Земли/Луны соответственно, u_i – направляющие радиусы-векторы возмущающего тела относительно центра Луны.

Анализируя остаточные разности на рис. 6, мы видим, что вклад 4-й гармоники в либрацию по долготе проявляется как в виде постоянного смещения на $0.9''$, так и в виде периодических изменений с амплитудой порядка $0.9''$ и периодом в

1056 дней. Наши прежние расчеты показали аналогичное проявление в либрации по долготе 3-й гармоники селенопотенциала [1], которая описывает “грушевидность” формы Луны. В результате вытянутый “носик груши” осуществляет либрационные колебания относительно направления, которое примерно на $200''$ смещено к востоку относительно среднего направления на Землю. Но, оказывается, и 4-я гармоника также вызывает постоянный сдвиг в положении оси x относительно среднего направления на Землю,

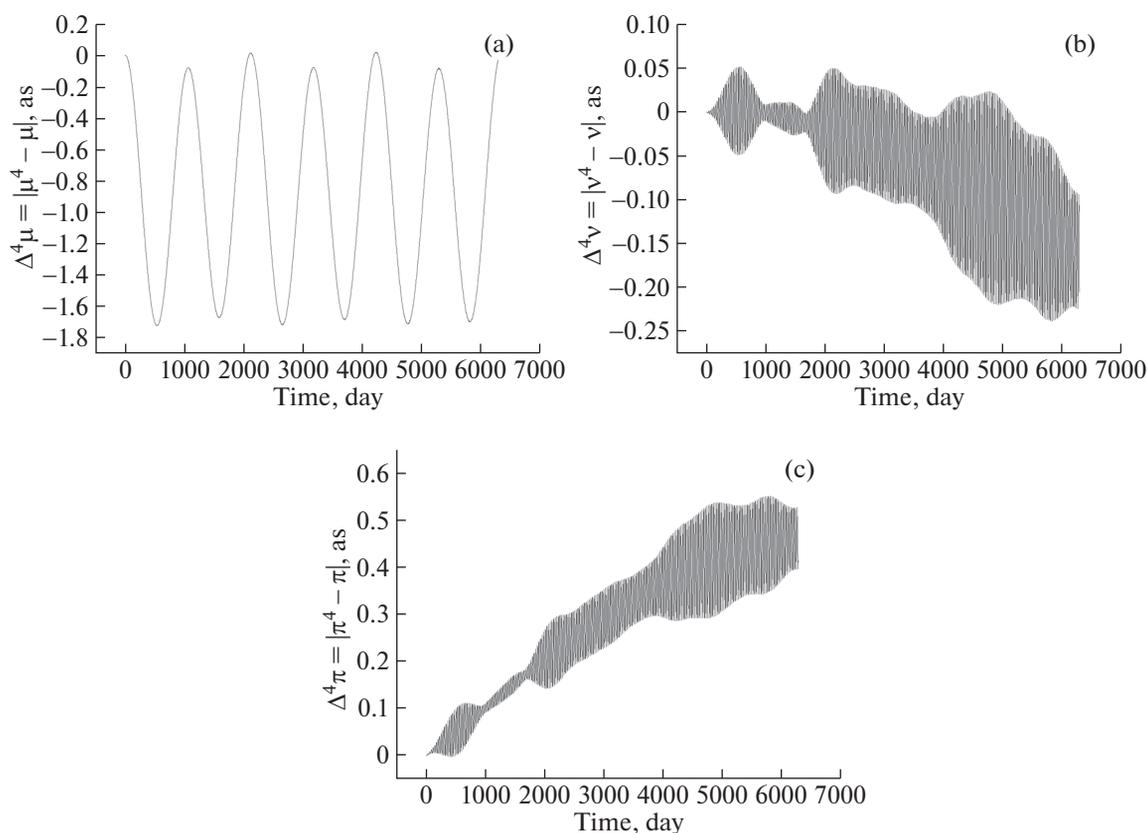


Рис. 6. Вклад 4-й гармоники в решение ФЛЛ.

однако величина этого сдвига на 2 порядка меньше вклада от 3-й гармоники.

Что касается вклада 4-й гармоники в либрации по широте, то он менее заметен по сравнению с влиянием на долготу. Включение в селенопотенциал U_4 приводит к появлению долгопериодической составляющей, природу которой мы пока не можем объяснить: на интервале интегрирования в 15 лет период гармоники составляет не более четверти этого периода.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение вращения небесного тела является важнейшим инструментом и для исследования его структуры, и для построения высокоточной системы координатно-временного обеспечения при решении навигационных задач. Для Луны оба направления являются очень актуальными. К настоящему времени на основе современных спутниковых данных о гравитационном поле Луны и благодаря компьютерно-математическому анализу большого ряда долговременных лазерных наблюдений Луны в лаборатории JPL NASA разработаны высокоточные численные теории серии DE, описывающие спин-орбитальную динамику Лунного тела. Динамические эфемериды

позволяют не только адекватно описывать современные наблюдения, и уточнять многие параметры внутреннего строения Лунного тела, динамическая теория — это постоянно развиваемый инструмент, позволяющий изучать все более тонкие эффекты, определяющие лунную динамику. Поэтому перед нами была поставлена задача разработать свой собственный физико-математический и компьютерный инструментарий для описания лунного вращения численным способом.

В работе [1] мы разработали численную теорию физической либрации для модели твердотельной Луны. В настоящей статье мы показали те факторы и методы, благодаря которым нам удалось существенно повысить точность разрабатываемой теории.

В первую очередь сделан необходимый переход от менее точной аналитической теории орбитального движения к численной эфемериде DE421. Корректность разработанного нами алгоритма включения численной эфемериды (разделы 2 и 3) проверена анализом остаточных разностей при сравнении полученного нами решения с аналогичными решениями для параметров движения центра масс Луны (табл. 2).

Разрабатываемая нами теория строится в углах либрации μ , ν , π , которые описывают положение триэдра осей инерции Луны (ДСК) относительно эклиптики аналогично самолетным углам в аэродинамике (рис. 2). В численных эфемеридах DE для описания ФЛЛ используются углы Эйлера и соответствующие либрационные поправки к ним τ , ρ , $I\sigma$. Чтобы проверить корректность извлечения этих величин из динамической теории и для адекватного сравнения результатов собственного решения μ , ν , π с данными DE421, нами были построены уравнения (3)–(6), позволяющие осуществлять переход от углов Эйлера к самолетным углам. Эти уравнения позволили также адекватно вычислить начальные условия для интегрирования либрационных уравнений и выверить числовые значения параметров, закладываемых в разрабатываемую теорию (пп. 3.2 и 3.3).

Разработанные нами программы расчета τ , ρ , $I\sigma$ на основе полуэмпирических рядов (1), построенных Рамбо и Вильямсом [6], существенно упростили процедуру сравнения собственных результатов, с фактически наблюдаемыми данными, т.к. ряды [6] – это аналитическое представление наблюдений ФЛЛ, полученных на основе анализа измерений лазерной локации (п. 3.1).

Проверив корректность алгоритмов извлечения данных из теории DE421, мы приступили к улучшению модели вращения Луны в разрабатываемой нами теории.

Во-первых, перевод наших расчетов на эфемериду DE421 позволил автоматически учесть косвенные возмущения от планет Солнечной системы, эффект влияния которых заложен в расчетах движения лунного центра масс.

Во-вторых, мы включили в уравнение второй гармоники селенопотенциала потенциал взаимодействия Луны с Венерой и Юпитером (раздел 4) и оценили вклад этого эффекта на параметры вращения Луны (рис. 4): он не превосходит нескольких миллисекунд дуги, что хорошо согласуется с аналогичными данными работы [20].

В-третьих, мы сделали приближенный учет приливной деформации лунного тела, включив в тензор инерции и коэффициенты Стокса 2-го порядка постоянные добавки, определенные в [8] на основе анализа лазерных наблюдений. Включение этого эффекта при сравнении с данными DE421 уменьшило амплитуду остаточных разностей в широте на один порядок. При этом мы показали, что основную роль в этом улучшении результатов играет включение приливных деформаций в коэффициенты Стокса, влияние добавок к моментам инерции практически не сказалось на решении.

И, наконец, в селенопотенциал включена 4-я гармоника, благодаря которой удалось избавиться в либрации по долготе от имеющейся в

предыдущей модели [1] систематической разницы при сравнении с DE421. Вместе с тем 4-я гармоника вносит небольшой, по сравнению с 3-й гармоникой, вклад в постоянный сдвиг “носика Луны” относительно среднего направления на Землю (раздел 6).

В итоге все перечисленные эффекты позволили нам построить улучшенную модель ФЛЛ по сравнению с предыдущим вариантом [1]. Наша улучшенная теория отличается от DE421 следующим образом: вариации остаточных разностей в угле либрации по долготе μ от $-1.1''$ до $0.75''$, в угле ν от $-2.3''$ до $1.8''$ и в угле либрации π от $-1.5''$ до $2.7''$.

Конечно, амплитуда остаточных разностей еще достаточно велика, чтобы говорить о достижении необходимой точности нашей теории. Поэтому мы не собираемся останавливаться на достигнутом и разрабатываем методы и математический аппарат для включения таких эффектов, как влияние фигуры Земли на селенопотенциал, более точный, а не приближенный учет приливных явлений, а также включение в структуру лунного тела жидкого ядра в простейшей модели Пуанкаре.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Настоящая работа поддержана Российским научным фондом, грант 20-12-00105 (согласно гранту РФ разработана метод анализа данных и проведены численные расчеты). Работа выполнена в соответствии с Программой Правительства Российской Федерации по конкурентному росту Казанского федерального университета. Работа частично поддержана стипендией Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам SP-3225.2018.3, грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 19-32-50108\19 “мол_нр” и Фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. A. Zagidullin, N. K. Petrova, V. S. Usanin, Y. A. Nefed'ev, and M. V. Glushkov, *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Ser. Fiziko-Matem. Nauki* **159**, 529 (2017).
2. N. Petrova, *Earth, Moon and Planets* **73**, 71 (1996).
3. R. C. Weber, P.-Y. Lin, E. J. Garnero, Q. Williams, and P. Lognonne, *Science* **331**, 309 (2011).
4. R. F. Garcia, J. Gagnepain-Beyneix, S. Chevrot, and P. Lognonné, *Phys. Earth and Planetary Interiors* **188**, 96 (2011).
5. A. S. Konopliv, R. S. Park, D.-N. Yuan, S. W. Asmar, et al., *J. Geophys. Res. Planets* **118**, 1415 (2013).
6. N. Rambaux and J. Williams, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy* **109**, 85 (2011).
7. J. Williams, D. Boggs, and W. Folkner, *DE430 Lunar Orbit, Physical Librations and Surface Coordinates*. JPL In-

- teroffice Memorandum (Internal Document). Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, California, 19 (2013).
8. *J. G. Williams, D. H. Boggs, C. F. Yoder, J. T. Ratcliff, and J. O. Dickey*, *J. Geophys. Res. Planets* **106** (E11), 27933 (2001).
 9. *C. F. Yoder*, *Philosoph. Transactions Roy. Soc. London. Ser. A, Math. and Phys. Sci.* **303**, 327 (1981).
 10. *J. O. Dickey, P. Bender, J. Faller, X. Newhall, et al.*, *Science* **265**, 482 (1994).
 11. *H. Hanada, K. Heki, H. Araki, K. Matsumoto, et al.*, in *A Window on the Future of Geodesy* (Springer, 2005), p. 163.
 12. *N. Petrova and H. Hanada*, *Solar System Res.* **47**, 463 (2013).
 13. *M. C. Gutzwiller*, *The motion of the Moon as computed by the method of Hill, Brown, and Eckert* (US Government Printing Office, 1986).
 14. *Ю. Баркин, Х. Ханада, К. Матсумото, С. Сасаки, and М. Баркин*, *Астрон. вестн. Исслед. Солнечной системы* **48**, 436 (2014).
 15. *N. Petrova, Y. A. Nefedyev, A. Zagidullin, and A. Andreev*, *Astron. Rep.* **62**, 1021 (2018).
 16. *J. Chapront, M. Chapront-Touzé, and G. Francou*, *Astron. and Astrophys.* **387**, 700 (2002).
 17. *P. Bretagnon*, *Astron. and Astrophys.* **114**, 278 (1982).
 18. *D. B. Taylor, S. A. Bell, J. L. Hilton, and A. T. Sinclair*, *Tech. Rep.*, Naval Observatory Washington DC (2010).
 19. *Y. V. Barkin*, in *Interactions Between Physics and Dynamics of Solar System Bodies* (Springer, 1993), p. 404.
 20. *E. Bois, I. Wytrzyszczak, and A. Journet*, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy* **53**, 185 (1992).
 21. *J. G. Williams and D. H. Boggs*, *J. Geophys. Res. Planets* **120**, 689 (2015).