

Том 101, Номер 11

ISSN 0004-6299
Ноябрь 2024



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ



НАУКА
— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 101, номер 11, 2024

Влияние потока жесткого излучения звезды на структуру водородно-гелиевой верхней атмосферы горячего юпитера

А.Г. Жилкин, Ю.Г. Гладышева, В.И. Шематович, Г.Н. Цуриков, Д.В. Бисикало 938

Особенности расчета нестационарной тепловой структуры протопланетного диска в аксиально-симметричном приближении

Я.Н. Павлюченков 954

Изменения орбитальных периодов затменно-двойных систем δ Lib и SX Lyn

А.И. Халиуллина 967

Исследование временных вариаций аномального рассеяния и меры дисперсии гигантских импульсов радиоизлучения пульсара в Крабовидной туманности B0531+21 на частоте 111 МГц в 2002–2024 гг.

Б. Я. Лосовский, В.А. Потапов 977

Измерение параметров рассеяния радиоизлучения в направлении пульсаров B0809+74, B0919+06 и B1133+16 с помощью наземно-космического интерферометра Радиоастрон

*Е.Н. Фадеев, А.С. Андрианов, М.С. Бургин, М.В. Попов,
А.Г. Рудницкий, Т.В. Смирнова, В.А. Согласно* 986

Вспышка 7 июня 2011 года и анализ фрагментов эруптивного протуберанца

Ю.А. Купряков, К.В. Бычков, В.А. Малютин, А.Б. Горшков, О.А. Белова 1003

Эфемеридные теории JPL DE, INPOP и EPM

Ю.А. Моисеев, Н. В. Емельянов 1010

ВЛИЯНИЕ ПОТОКА ЖЕСТКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВЕЗДЫ НА СТРУКТУРУ ВОДОРОДНО-ГЕЛИЕВОЙ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ ГОРЯЧЕГО ЮПИТЕРА

© 2024 г. А. Г. Жилкин^{1,*}, Ю. Г. Гладышева¹, В. И. Шематович¹,
Г. Н. Цуриков¹, Д. В. Бисикало^{2,1}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение Российской академии наук
Институт астрономии, Москва, Россия

²Национальный центр физики и математики, Саров, Россия

*E-mail: zhilkin@inasan.ru

Поступила в редакцию 22.05.2024 г.

После доработки 05.07.2024 г.

Принята в печать 15.08.2024 г.

В работе исследуется структура водородно-гелиевой верхней атмосферы горячего юпитера в зависимости от потока жесткого ультрафиолетового излучения родительской звезды. Для расчетов используется одномерная аэрономическая модель, основанная на приближении одножидкостной многокомпонентной гидродинамики. В численной модели учтены химические реакции, процессы нагрева-охлаждения, приливное воздействие от звезды, диффузия и теплопроводность. Расчеты проведены для горячего юпитера HD 209458b. Во всех полученных решениях формируется трансзвуковой планетный ветер, приводящий к гидродинамическому оттоку атмосферы. Учет приливной силы приводит к росту оттока вещества атмосферы в 2.5 раза по сравнению со случаем, в котором учитывается только гравитация планеты. Зависимость темпа потери массы планеты от потока жесткого ультрафиолетового излучения получилась нелинейной. Это может быть обусловлено различным доминирующим механизмом преобразования поглощаемой лучистой энергии в верхней атмосфере в пределах слабого и сильного ультрафиолетовых потоков.

Ключевые слова: горячие юпитеры, аэрономия, численное моделирование, гидродинамика, химические реакции, тепловой баланс

DOI: 10.31857/S0004629924110015 EDN: JLRQQO

1. ВВЕДЕНИЕ

Звездное излучение в явлениях космической погоды включает звездные вспышки, корональные выбросы массы и звездные протонные события, которые сопровождаются воздействием на планетную атмосферу жесткого УФ излучения (XUV) с энергиями фотонов в диапазоне 10–120 эВ, а также звездными ветром и лучами с энергией заряженных частиц вплоть до 10 МэВ–10 ГэВ [1, 2]. Эффекты, вызванные космической погодой, включают потери планетной атмосферы [3] и изменения в фотохимии и динамическом состоянии верхней атмосферы [4, 5, 6]. Часть звездной светимости излучается в XUV-диапазоне, что может существенным образом влиять на атмосферу и ее структуру [7]. Эти эффекты могут иметь большое значение для холодных звезд, таких как М-карлики, чьи обитаемые зоны расположены близко к родительской звезде ($\approx 0.01 - 1$ а. е.), поскольку такая близость делает потенциально обита-

емые планеты очень уязвимыми к потерям атмосферы [8, 5, 9, 10], вызванным космической погодой.

УФ излучение звезды нагревает атмосферу планеты и может привести к гидродинамическому оттоку (см., напр., [11]). Другие пути потери атмосферы включают атмосферное убегание как за счет экзотермической фотохимии, так и воздействия плазмы звездного ветра, сопровождающегося захватом ионосферных ионов, реакциями перезарядки, и «разбрызгиванием» атмосферного газа магнитосферной плазмой (напр., [3], и ссылки в статье). Однако исследования показали, что тепловой гидродинамический отток с большой вероятностью, является доминирующим в тех случаях, когда атмосферой поглощается большое количество энергии звездного жесткого УФ излучения (напр., [12, 4]). Тепловые потери атмосферы могут быть оценены на основе общего количества тепла, выделяющегося в атмосфере, которое пропорционально энергии жесткого УФ излучения звезды в стационарном состоянии или во время

вспышки. Это можно сделать, например, с помощью формулы тепловой потери атмосферы с ограничением по энергии [11].

Влияние потока жесткого УФ излучения звезды на состояние атмосферы горячей экзопланеты можно рассматривать как в нестационарном, так и в стационарном режимах. В первом случае речь идет о влиянии активных процессов, происходящих на звезде. В самом деле, наблюдения с помощью космических телескопов Kepler, Gaia и TESS показали, что активные звезды могут излучать энергию в диапазоне энергий $10^{30} - 10^{38}$ эрг [13, 14, 15], часть которой излучается в диапазоне жесткого УФ. Во втором случае речь идет о постоянном высоком потоке жесткого УФ излучения звезды. Такая ситуация может возникать, если родительской звездой горячей экзопланеты является молодая звезда типа T Tau (см., напр., [16]).

Однако высокие значения потока в жестком УФ диапазоне могут реализовываться и у молодых родительских звезд солнечного типа, т. е. звезд, которые относительно недавно вышли на главную последовательность. При этом величина XUV потока постепенно спадает с возрастом звезды. Так, например, в работе [17] на основе анализа наблюдений (на обсерваториях HST, FUSE, EUVE) шести звезд солнечного типа (спектральных классов G0–G2) разных возрастов (от 0.1 до 6.7 млрд. лет) было определено, что поток жесткого УФ излучения в разных полосах может изменяться с возрастом по степенному закону $F_{\text{XUV}} = \alpha t^{-\beta}$, где t — возраст звезды в млрд. лет, α и β — фитируемые параметры для каждой отдельной XUV полосы (см. [17, табл. 5]). Показатель степени β при этом убывает с ростом длины волны. В соответствии с представленными данными XUV поток при изменении возраста звезды с 0.1 млрд. лет до 6.7 млрд. лет спадает в 70 раз на длине волны 92 нм и в 200 раз на длине волны 10 нм. Более того, из реальных и модельных данных в работе [17, табл. 4] следует, что интегральный поток жесткого УФ излучения в интервале длин волн 10–92 нм у звезд EK Dra (возраст 0.1 млрд. лет), κ Ceti (0.67 млрд. лет), β Com (1.6 млрд. лет) в 78, 28 и 3.5 раза соответственно больше, чем у Солнца. Поток в мягком рентгеновском диапазоне (1–10 нм) у этих звезд больше солнечного в 310, 21 и 4 раза соответственно.

Стоит отметить, что представленная степенная зависимость получена всего по шести точкам. Безусловно, для построения более полной картины эволюции потока жесткого УФ излучения звезды требуется больше наблюдательных данных. При этом наблюдения звезд солнечного типа в этом диапазоне, особенно в интервале длин волн 36–92 нм, ограни-

чено из-за межзвездного поглощения и отсутствия соответствующих инструментов [18, 19]. Поэтому в последнее время разрабатываются методы определения F_{XUV} , связанные с нахождением корреляций между этим потоком и потоками в отдельных эмиссионных линиях звезды. В качестве таких эмиссионных линий обычно рассматривают H I Ly α [20], N V и Si IV [19], а также линии Ca II, H и K [18]. В последнем примере [18] с помощью разработанной методики авторы определили интегральные потоки жесткого УФ излучения для 51 звезды со спектральными классами G0–G9 в радиусе 50 пк от Земли. Анализ результатов этой работы показал, что у 34 звезд солнечного типа (среди представленной выборки), поток жесткого УФ излучения существенно превышает соответствующий поток от Солнца.

Структуру внешней атмосферы горячей экзопланеты можно исследовать в рамках одномерной аэрономической модели. Эти модели можно условно разделить на стационарные и нестационарные. В стационарных моделях [21, 22] изначально предполагается, что все гидродинамические величины (плотность, температура, скорость, концентрации компонентов) не зависят от времени и являются только функциями радиуса. В нестационарных моделях получаемое решение либо стремится к стационарному на больших временах, либо является квазистационарным. При этом уравнения гидродинамики можно решать как в лагранжевых [23, 24], так и в эйлеровых переменных [25, 26, 27, 28, 29, 30, 31]. Следует сказать, что применимость одномерных аэрономических моделей существенно ограничивают влияние звёздного ветра, гравитация материнской звезды, силы инерции, обусловленные орбитальным движением планеты, магнитное поле, а также неравномерный прогрев атмосферы.

В нашей недавней работе [6] была предложена одномерная аэрономическая модель, основанная на эйлеровых переменных. Первоначально предполагалось, что она будет использоваться для более корректного задания начальных условий в верхней атмосфере в рамках более полной трехмерной численной МГД модели протяженной оболочки горячего юпитера [7, 32, 33, 34, 35, 36, 37]. Однако после ряда доработок наша аэрономическая модель может использоваться и как самостоятельный инструмент для анализа тепловых и нетепловых процессов потери атмосферы и атмосферных эмиссий. В данной работе мы провели модификацию нашей модели с целью учета приливной силы, диффузии компонентов и теплопроводности. С помощью модифицированной модели мы изучаем структуру водородно-гелиевой верхней атмосферы горячего юпитера в зависимости

от величины потока жесткого УФ излучения родительской звезды.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 приведено описание численной модели. В разделе 3 представлены результаты численных расчетов для исследования зависимости структуры верхней атмосферы горячего юпитера от приливной силы, а также от величины потока жесткого УФ излучения родительской звезды. Основные выводы по работе сформулированы в Заключение.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

2.1. Основные уравнения

Для описания структуры верхней атмосферы горячего юпитера используется одномерная сферически-симметричная модель, основанная на приближении одножидкостной многокомпонентной гидродинамики [6]. В данной работе мы внесли несколько важных дополнений по сравнению с исходным вариантом модели. Поэтому для полноты изложения приведем использованную нами систему уравнений. В эйлеровых переменных (время t и радиальная координата r , отсчитываемая от центра планеты) эти уравнения можно записать в виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = -\frac{GM_{\text{pl}}}{r^2} + f_{\text{tidal}}, \quad (2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) + \frac{P}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v) = \quad (3)$$

$$= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \Gamma - \Lambda, \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_\alpha v) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_\alpha w_\alpha) + K_\alpha - n_\alpha L_\alpha.$$

Здесь ρ — плотность вещества, v — средняя массовая радиальная скорость, P — полное давление, ε — удельная внутренняя энергия, T — температура, G — гравитационная постоянная, M_{pl} — масса планеты. Последнее слагаемое f_{tidal} в правой части уравнения (2) описывает силу приливного взаимодействия от звезды. В уравнении энергии (3) λ — коэффициент теплопроводности, а величины Γ и Λ представляют собой объемные коэффициенты нагрева и охлаждения соответственно (измеряются в $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$). Для каждого компонента сорта α определены концентрация n_α , темп производства

K_α ($\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) и скорость расхода L_α (с^{-1}). Величина w_α определяет диффузионную скорость компонента сорта α , т. е. разность между средней массовой скоростью v и средней скоростью компонента v_α .

Для замыкания системы уравнений (1)–(4) используются уравнения состояния идеального газа

$$P = \frac{k_B \rho T}{\mu m_p}, \quad \varepsilon = \frac{k_B T}{(\gamma - 1) \mu m_p}, \quad (5)$$

где k_B — постоянная Больцмана, m_p — масса протона, $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты, μ — средний молекулярный вес. Мы рассматривали водородно-гелиевую атмосферу горячего юпитера. Учитывались следующие компоненты: H , H^- , H^+ , H_2 , H_2^+ , H_3^+ , He , He^+ , He H^+ , а также электроны e^- . Если известны концентрации всех ионных компонентов, то концентрацию электронов n_e можно найти из условия квазинейтральности плазмы. В нашей модели учитывались 32 двухчастичные химические реакции, включающие процессы фотоионизации и фотодиссоциации. Учитывалась также трехчастичная реакция образования молекул H_2 из двух атомов водорода, которая идет с участием некоторой дополнительной частицы.

Численный метод решения уравнений (1)–(4) описан в нашей работе [6]. Решение строится в расчетной области $r_{\min} \leq r \leq r_{\max}$ на неравномерной сетке с координатами узлов r_i , $i = 0, \dots, N$. Алгоритм основан на применении техники расщепления по физическим процессам и сводится к последовательному решению отдельных задач. Если в момент времени t^n распределение всех величин в расчетной области известно, то их значения в следующий момент времени $t^{n+1} = t^n + \Delta t$ можно получить на отдельном этапе путем решения соответствующей подсистемы. В исходном варианте модели [6] использовались три подсистемы, которые соответствовали многокомпонентной гравитационной гидродинамике, химической кинетике, а также учету процессов нагрева и охлаждения. Уравнения многокомпонентной гидродинамики решаются численно с помощью схемы Роу-Эйнфельдта-Ошера [38], которая имеет повышенный порядок точности. В текущей версии численной модели добавляются два дополнительных этапа алгоритма, описывающие диффузию и теплопроводность. Эти блоки более подробно описаны в разделах 2.3 и 2.4 соответственно.

2.2. Приливная сила

В неинерциальной системе отсчета, вращающейся вместе с двойной системой «звезда-планета»

с угловой скоростью $\vec{\Omega}$, поле потенциальных сил в точке $\vec{r}$ описывается потенциалом Роша (см., напр., [38])

$$\Phi = -\frac{GM_{\text{pl}}}{|\vec{r} - \vec{r}_{\text{pl}}|} - \frac{GM_{\text{st}}}{|\vec{r} - \vec{r}_{\text{st}}|} - \frac{1}{2} \left[\vec{\Omega} \times (\vec{r} - \vec{r}_{\text{c}}) \right]^2, \quad (6)$$

где M_{st} — масса звезды, а векторы $\vec{r}_{\text{pl}}$, $\vec{r}_{\text{st}}$, $\vec{r}_{\text{c}}$ определяют положения центра планеты, центра звезды и центра масс соответственно. Абсолютная величина угловой скорости $\Omega = \sqrt{G(M_{\text{pl}} + M_{\text{st}}) / A^3}$, где A — большая полуось орбиты планеты. Рассмотрим сферическую систему координат (r, θ, φ) с началом в центре планеты. Будем считать, что центр звезды располагается в точке с координатами $r = A$, $\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$. Тогда выражение для потенциала Роша примет следующий вид:

$$\Phi = -\frac{GM_{\text{pl}}}{r} - \frac{GM_{\text{st}}}{\sqrt{r^2 + A^2 - 2A \sin \theta \cos \varphi}} - \frac{\Omega^2}{2} (r^2 \sin^2 \theta + r_{\text{c}}^2 - 2rr_{\text{c}} \sin \theta \cos \varphi). \quad (7)$$

Радиальный компонент удельной силы, действующей на элемент атмосферы, будет определяться радиальным компонентом градиента потенциала Роша,

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial r} = -\frac{GM_{\text{pl}}}{r^2} + f_{\text{tidal}}. \quad (8)$$

При этом приливная сила оказывается равной

$$f_{\text{tidal}} = -\frac{GM_{\text{st}}(r - A \sin \theta \cos \varphi)}{(r^2 + A^2 - 2Ar \sin \theta \cos \varphi)^{3/2}} + \frac{G(M_{\text{pl}} + M_{\text{st}})}{A^3} \sin \theta \left(r \sin \theta - \frac{AM_{\text{st}}}{M_{\text{pl}} + M_{\text{st}}} \cos \varphi \right). \quad (9)$$

Для горячих юпитеров типичное значение отношения масс $M_{\text{pl}} / M_{\text{st}} \approx 10^{-3}$. Поэтому в последнем слагаемом правой части (9) можно пренебречь массой планеты по сравнению с массой звезды. Кроме того, в аэрономической модели величину r / A можно считать малой. Разлагая правую часть (9) в ряд по степеням r / A и ограничиваясь линейным членом, находим

$$f_{\text{tidal}} = \frac{GM_{\text{st}}}{A^3} r (3 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi - \cos^2 \theta). \quad (10)$$

В приводимых ниже расчетах мы рассматривали структуру атмосферы в направлении на центр звезды

(подзвездная точка). Такому направлению соответствуют углы $\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$. Выражение для приливной силы в этом случае упрощается и принимает вид:

$$f_{\text{tidal}} = \frac{3GM_{\text{st}}r}{A^3}. \quad (11)$$

В точках, расположенных с противоположной стороны планеты (ночная сторона), приливная сила определяется тем же выражением (11). На линии орбиты $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$, $3\pi/2$ приливная сила оказывается равной нулю. Вдоль оси вращения планеты $f_{\text{tidal}} < 0$. В этом случае действие приливной силы будет приводить к замедлению планетного ветра.

Точность такого приближения можно оценить, сравнивая положения соответствующих внутренних точек Лагранжа L_1 . Для горячего юпитера HD 209458b точка L_1 расположена на расстоянии $r_1 = 0.058A$ от центра планеты. Из приближенной формулы (11) для приливной силы получаем

$$r_1 = A \left(\frac{1}{3} \frac{M_{\text{pl}}}{M_{\text{st}}} \right)^{1/3} = 0.056A, \quad (12)$$

что дает погрешность порядка 9%.

2.3. Диффузия

На этапе учета диффузии задача сводится к решению уравнения

$$\frac{\partial n_{\alpha}}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_{\alpha} w_{\alpha}). \quad (13)$$

Диффузионная скорость определяется следующим выражением (см., напр., [39]):

$$w_{\alpha} = D_{\alpha} \left[\frac{\partial}{\partial r} \ln \frac{n_{\alpha}}{n} + \left(1 - \frac{m_{\alpha}}{m} \right) \frac{\partial}{\partial r} \ln P + \alpha_{T,\alpha} \frac{\partial}{\partial r} \ln T \right] + K_E \frac{\partial}{\partial r} \ln \frac{n_{\alpha}}{n}, \quad (14)$$

где D_{α} — коэффициент молекулярной диффузии, $\alpha_{T,\alpha}$ — коэффициент термодиффузии, K_E — коэффициент турбулентной (eddy) диффузии, n — полная концентрация газа, m_{α} — масса частицы сорта α , m — средняя молекулярная масса смеси. С учетом уравнения состояния $P = k_B n T$ удобно это соотношение переписать в виде

$$w_{\alpha} = \eta_{\alpha} \frac{\partial}{\partial r} \ln n_{\alpha} + u_{\alpha}, \quad (15)$$

где

$$\eta_\alpha = D_\alpha + K_E, \quad (16)$$

$$u_\alpha = D_\alpha \left(1 - \frac{m_\alpha}{m} + \alpha_{T,\alpha} \right) \frac{\partial}{\partial r} \ln T - \left(\frac{m_\alpha}{m} D_\alpha + K_E \right) \frac{\partial}{\partial r} \ln n. \quad (17)$$

Коэффициенты молекулярной диффузии определяются парными столкновениями частиц. Если обозначить через $D_{\alpha\beta}$ соответствующий коэффициент для пары частиц сортов α и β , то полный коэффициент диффузии можно найти с помощью усреднения по смеси [40],

$$\frac{1}{D_\alpha} = \frac{1}{n} \sum_{\beta \neq \alpha} \frac{n_\beta}{D_{\alpha\beta}}. \quad (18)$$

Коэффициенты диффузии $D_{\alpha\beta}$ определяются отдельными выражениями для каждого типа парных столкновений.

Для аппроксимации столкновений нейтралов с нейтралами в работе [40, общая ф-ла (15.22)] в предположении, что сталкиваются сферы, отличающиеся от жестких сфер, для парного коэффициента диффузии (в единицах $\text{см}^2/\text{с}$) получено выражение вида:

$$D_{\alpha\beta} = 1.96 \times 10^6 \left(\frac{1}{m_\alpha} + \frac{1}{m_\beta} \right)^{1/2} \frac{T^{1/2}}{n}. \quad (19)$$

Для аппроксимации коэффициентов диффузии в случае столкновений ионов с нейтралами в работе [41] приведена формула:

$$D_{\alpha\beta} = 4.13 \times 10^{-8} \frac{1}{\sqrt{\gamma_n Z_i^2}} \left(\frac{1}{m_\alpha} + \frac{1}{m_\beta} \right)^{1/2} \frac{T}{n}, \quad (20)$$

где Z_i — зарядовое число иона, а коэффициент γ_n описывает поляризуемость нейтрального атома или молекулы. Эта величина для различных нейтральных частиц изменяется незначительно и приблизительно равна 10^{-24}см^3 (см. [42, табл. 4.1]). Для атома водорода, атома гелия и молекулы водорода значения этого коэффициента приведены в табл. 1. В случае столкновений ионов с ионами в работе [41] для коэффициентов диффузии предложено использовать выражение

$$D_{\alpha\beta} = 1.29 \times 10^{-3} \frac{1}{Z_\alpha^2 Z_\beta^2 \ln \Lambda_K} \left(\frac{1}{m_\alpha} + \frac{1}{m_\beta} \right)^{1/2} \frac{T^{5/2}}{n}, \quad (21)$$

Таблица 1. Некоторые коэффициенты, используемые для описания процессов, связанных с нейтральными частицами

Компонент	$\gamma_n 10^{-24} \text{см}^3$	A_α	β_α
H	0.67	379	0.69
He	0.21	223	0.77
H ₂	0.82	299	0.69

Примечание. Параметр γ_n характеризует поляризуемость нейтральной частицы $[\text{см}^3]$. Коэффициенты A_α и β_α определяют аппроксимацию (28) коэффициента теплопроводности λ $[\text{эрг} \cdot \text{см}^{-1} \text{с}^{-1} \text{K}^{-1}]$ для нейтральных частиц.

где $\ln \Lambda_K$ — кулоновский логарифм,

$$\Lambda_K = 1.26 \times 10^4 \left(\frac{T^3}{n_e} \right)^{1/2}. \quad (22)$$

Коэффициенты термодиффузии для нейтральных частиц были взяты равными $\alpha_T = -0.38$, а для частиц всех остальных сортов $\alpha_T = 0$ [40]. Значение коэффициента турбулентной диффузии в нашей модели верхней атмосферы горячего юпитера принималось равным постоянному значению $K_E = 10^8 \text{см}^2/\text{с}$ [27].

Для численного решения уравнения диффузии (13) в нашей модели использовалась неявная абсолютно устойчивая разностная схема [43]. Поскольку при этом получается система нелинейных алгебраических уравнений, то для реализации схемы организуется итерационный процесс. Расчет продолжается до сходимости итерационного процесса. Возникающие на каждом шаге итераций системы линейных алгебраических уравнений решаются методом скалярной прогонки. При этом мы используем потоковый вариант прогонки [44], который дает более точное решение в случае жестких задач диффузии.

Следует заметить, что диффузионное приближение остается справедливым, если скорость диффузии w_α не слишком высока. Однако во внешних частях гидростатической атмосферы, модель которой мы используем в начальных условиях, значения коэффициентов диффузии могут получиться очень большие. Поэтому в нашей модели использовались ограничения скорости диффузии следующего вида:

$$\left| \eta_\alpha \frac{\partial n_\alpha}{\partial r} \right| \leq n_\alpha w_{\max}, \quad |u_\alpha| \leq w_{\max}, \quad (23)$$

где $w_{\max}$ — параметр ограничителя. В расчетах мы задавали $w_{\max}$ равным 10% скорости звука. В качестве граничных условий использовались условия

отсутствия диффузионного потока $n_\alpha w_\alpha$ на внутренней $r = r_{\min}$ и внешней $r = r_{\max}$ границах.

2.4. Теплопроводность

Учет теплопроводности на отдельном этапе алгоритма сводится к решению уравнения для температуры:

$$\rho c_V \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (24)$$

где величина

$$c_V = \frac{k_B}{(\gamma - 1) \mu m_p} \quad (25)$$

представляет собой удельную теплоемкость идеального газа при постоянном объеме. На этапе решения задачи теплопроводности предполагается, что все величины, за исключением температуры T , не изменяются со временем.

Для ионной теплопроводности в нашей модели используются следующие выражения [40]:

$$\lambda_{\alpha'} = 7.37 \times 10^{-8} \sqrt{\frac{m_p}{m_{\alpha'}}} T^{5/2}, \quad (26)$$

$$\lambda_i = \frac{1}{n_i} \sum_{\alpha'} n_{\alpha'} \lambda_{\alpha'}, \quad (27)$$

где n_i — концентрация ионов, а суммирование проводится по всем сортам ионов α' . Для теплопроводности, обусловленной нейтрами, используются выражения из работы [27]:

$$\lambda_{\alpha''} = A_{\alpha''} T^{\beta_{\alpha''}}, \quad (28)$$

$$\lambda_n = \frac{1}{n_n} \sum_{\alpha''} n_{\alpha''} \lambda_{\alpha''}, \quad (29)$$

где n_n — концентрация нейтралов, а суммирование проводится по всем сортам нейтральных частиц α'' . Значения аппроксимационных коэффициентов $A_{\alpha''}$ и $\beta_{\alpha''}$ приведены в табл. 1. Для электронной теплопроводности мы используем выражение [40]:

$$\lambda_e = 1.2 \times 10^{-6} T^{5/2}. \quad (30)$$

Заметим, что здесь не учитываются столкновения электронов с нейтрами, поскольку такая поправка проявляет себя только при очень низких степенях ионизации. Полный коэффициент молекулярной теплопроводности определяется выражением

$$\lambda = \lambda_n + \lambda_i + \lambda_e. \quad (31)$$

Также, как и для уравнения диффузии, для численного решения уравнения теплопроводности (24) используется неявная абсолютно устойчивая разностная схема [43]. Коэффициент теплопроводности λ зависит от температуры. Поэтому для реализации схемы организуется итерационный процесс, который выполняется до сходимости. На каждом шаге итераций система линейных алгебраических уравнений решается методом скалярной прогонки. При этом используется потоковый вариант прогонки [44], дающий более точное решение.

На внешней границе $r = r_{\max}$ задавалось условие отсутствия теплового потока $\lambda \partial T / \partial r = 0$. На внутренней границе $r = r_{\min}$ необходимо учесть тепловой поток, идущий из недр планеты. Дело в том, что в приближении лучистой теплопроводности полный коэффициент $\lambda = \lambda_{\text{mol}} + \lambda_{\text{rad}}$, где λ_{mol} — коэффициент молекулярной теплопроводности (31), а

$$\lambda_{\text{rad}} = \frac{4ac}{3\kappa} T^3 \quad (32)$$

определяет лучистую теплопроводность. Здесь a — постоянная Стефана, c — скорость света, κ — удельный коэффициент поглощения, усредненный по Росселанду. Вблизи фотометрической поверхности удельную непрозрачность можно оценить на основе данных, приведенных в работах [45, 46]. В первой работе [45] усредненные значения непрозрачностей были вычислены для околозвездного пространства в диапазоне температур $10^{2.8} - 10^6$ К и давлений $10^{-10} - 10^6$ дин/см². В работе [46], в свою очередь, расчеты коэффициента непрозрачности были произведены для более холодных сред — атмосфер ультрахолодных карликов и планет-гигантов. Диапазон температур в работе [46], таким образом, составил $10^{1.9} - 10^{3.6}$ К. В этой работе авторы также расширили диапазон по давлению до $10^0 - 10^{8.5}$ дин/см² по сравнению с более ранней работой [47]. Из [45] для солнечного химического состава путем двумерной интерполяции по давлению P и температуре T находим $\kappa = 7.3 \times 10^{-3}$ см²/г. Значение удельной непрозрачности для наших параметров атмосферы получается равным $\kappa = 3.5 \times 10^{-4}$ см²/г. С учетом этих значений в верхней атмосфере лучистой теплопроводностью можно пренебречь. Однако в области под фотометрической поверхностью этот процесс играет важную роль и, в частности, определяет наблюдаемую эффективную температуру $T_{\text{atm}} \approx 1000$ К горячего юпитера.

Предположим, что перенос тепла в верхней атмосфере осуществляется только за счет молекулярной теплопроводности, а под фотометрической поверхностью — только за счет лучистой теплопроводности. Поскольку мы решаем задачу в области верхней атмосферы, то в качестве внутреннего граничного условия необходимо использовать соотношение

$$-\lambda_{\text{mol}} \frac{\partial T}{\partial r} = q_{\text{rad}}, \quad (33)$$

где тепловой поток от планеты

$$q_{\text{rad}} = \frac{ac}{4} T_{\text{atm}}^4. \quad (34)$$

Однако в данной постановке задачи это условие неудобно тем, что приводит к слишком сильным градиентам температуры вблизи внутренней границы. Поэтому в нашей модели вместо выражения (33) используется более мягкое граничное условие, позволяющее сгладить градиент температуры. Введем фиктивный поглощающий слой, толщина Δr которого равна размеру самой внутренней ячейки расчетной сетки. При этом центр этого слоя совпадает с положением внутренней границы $r = r_{\text{min}}$. Тогда, пренебрегая в этом слое молекулярной теплопроводностью λ_{mol} , граничное условие в разностной схеме можно написать как

$$-\lambda_{\text{rad}} \frac{T_{1/2} - T_{-1/2}}{\Delta r} = q_{\text{rad}}, \quad (35)$$

где $T_{1/2}$ и $T_{-1/2}$ — значения температуры в соседних ячейках справа и слева от внутренней границы. На каждом шаге p итерационного процесса это условие принимает вид

$$T_{-1/2}^{(p+1)} - T_{1/2}^{(p+1)} = \frac{3}{16} \Delta \tau T_{\text{atm}}^4 \left(T_{1/2}^{(p)} \right)^{-3}, \quad (36)$$

где $\Delta \tau = \kappa \rho \Delta r$ — оптическая толщина поглощающего слоя. Для используемых нами параметров верхней атмосферы значения $\Delta \tau$ получаются порядка $10^{-3} - 10^{-2}$. Однако с помощью фиктивного поглощающего слоя мы учитываем поток излучения из недр планеты, а не из верхней атмосферы. Поскольку плотность вещества под фотометрической поверхностью может быть существенно выше, то в наших расчетах мы принимали значение $\Delta \tau = 10$.

Заметим, что эффект от использования граничного условия (36) проявляется лишь в моделях с достаточно высоким значением давления на внутренней границе. Если это давление низкое, вещество атмосферы полностью прогревается жестким излучением

звезды. В этом случае тепловой поток от планеты не будет играть существенной роли. Если давление на внутренней границе достаточно высокое, то поток жесткого излучения от звезды будет поглощаться атмосферой. Поэтому в этом случае без учета теплового потока от планеты мы получили бы на фотометрической поверхности температуру, которая была бы ниже наблюдаемой эффективной температуры.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

3.1. Параметры моделей

Моделирование структуры верхней атмосферы проведено для типичного горячего юпитера HD 209458b [48]. Масса данной планеты $M_{\text{pl}} = 0.69 M_J$, а фотометрический радиус $R_{\text{pl}} = 1.38 R_J$, где M_J и R_J — масса и радиус Юпитера соответственно. Родительская звезда относится к спектральному классу G0. Период обращения планеты вокруг звезды составляет 84.6 ч., а большая полуось орбиты $A = 10.2 R_{\odot}$.

Внутренняя точка Лагранжа L_1 , как следует из формулы (12), расположена на расстоянии $4.2 R_{\text{pl}}$ от центра планеты. За пределами полости Роша горячего юпитера решение задачи будет существенно отличаться от сферически-симметричного. Из этих соображений внешняя граница расчетной области была задана равной $r_{\text{max}} = 5 R_{\text{pl}}$. В качестве внутренней границы использовалась фотометрическая поверхность, $r_{\text{min}} = R_{\text{pl}}$.

В начальный момент времени химический состав верхней атмосферы задавался постоянным. Во всех моделях параметр $[\text{He} / \text{H}]$, равный отношению числа ядер гелия к числу ядер водорода, считался равным 0.05, что приблизительно соответствует солнечному химическому составу. Предполагалось, что в начальный момент времени верхняя атмосфера находится в состоянии гидростатического равновесия при заданном профиле температуры $T(r)$. На фотометрическом радиусе фиксировалось постоянное значение давления P_{atm} . При задании граничных условий для остальных величин использовались экстраполяции второго порядка по значениям во внутренних ячейках. На внешней границе использовались свободные граничные условия.

Величину P_{atm} удобно представить в виде: $P_{\text{atm}} = k_B n_{\text{atm}} T_{\text{atm}}$, где эффективная температура фиксировалась значением $T_{\text{atm}} = 1200$ К, а концентрация n_{atm} варьировалась. Мы рассмотрели модели с значениями концентрации n_{atm} равными 10^{12} см^{-3} , 10^{13} см^{-3} и 10^{14} см^{-3} . Кроме того, мы варьировали величину потока жесткого УФ излучения звезды.

Обозначим соответствующий поток для современного спокойного Солнца через F_{XUV}^0 . В наших расчетах задавались значения потока жесткого излучения F_{XUV} , равные F_{XUV}^0 (модели 1X), $10 F_{\text{XUV}}^0$ (модели 10X) и $100 F_{\text{XUV}}^0$ (модели 100X). Таким образом, полная сетка моделей содержит 9 вариантов. Подчеркнем, что в качестве исходной величины F_{XUV}^0 в модели использовалось не полное значение потока излучения, а его спектральная зависимость от длины волны для спокойного Солнца. С помощью этой зависимости путем интегрирования по всем длинам волн из XUV диапазона вычисляются скорости фотоионизации и фотодиссоциации, которые входят в правые части уравнения (4), а также функция нагрева Γ , входящая в правую часть уравнения энергии (3).

Модели верхней атмосферы горячего юпитера 10X и 100X с повышенным значением потока жесткого излучения реализуются, например, в случае молодых родительских звезд типа Т Тау. Кроме того, как было отмечено во Введении, такими высокими значениями

потока в жестком УФ диапазоне характеризуются и некоторые молодые родительские звезды солнечного типа, относительно недавно вышедшие на главную последовательность. Анализ, проведенный в работе [18], показал, что в выборке из 51 звезды со спектральными классами G0 V–G9 V в радиусе 50 пк от Земли у 9 из этих звезд $F_{\text{XUV}} > 10 F_{\text{XUV}}^0$, а у одной звезды (EK Dra) $F_{\text{XUV}} > 100 F_{\text{XUV}}^0$. Таким образом, рассмотрение моделей 10X и 100X в нашей работе является вполне приемлемым.

3.2. Влияние приливной силы

Для исследования эффекта приливной силы мы провели два расчета, соответствующим значениям параметров $n_{\text{atm}} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и 1X. В одном варианте приливная сила учитывалась, а в другом нет. Результаты расчетов представлены на рис. 1. На графиках показаны высотные профили плотности ρ , температуры T , скорости v и степени ионизации $x_{\text{ion}} = \rho_i / \rho$, где ρ_i — плотность ионов.

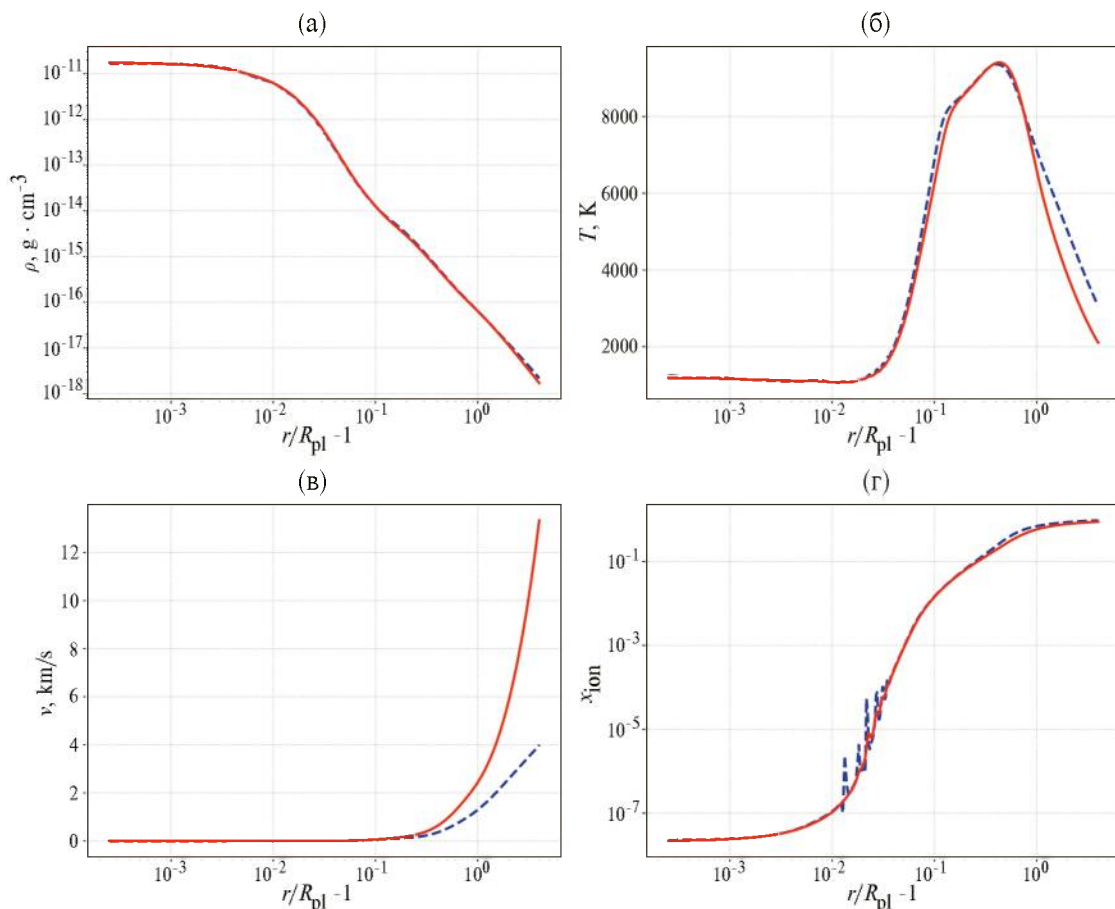


Рис. 1. Профили плотности (вверху слева), температуры (вверху справа), скорости (внизу слева) и степени ионизации (внизу справа) в верхней атмосфере горячего юпитера, полученные с учетом (красные сплошные линии) и без учета (синие штриховые линии) приливной силы.

Наличие приливной силы приводит к дополнительному ускорению планетного ветра. Скорость ветра на внешней границе в модели без приливной силы оказывается равной $1/3$ от скорости ветра в модели с приливной силой. В результате учет приливной силы приводит к меньшим значениям плотности и температуры (из-за адиабатического охлаждения) вблизи внешней границы. Профили степени ионизации оказываются практически одинаковыми. Небольшие вариации x_{ion} на высотах порядка $0.05 R_{\text{pl}}$ обусловлены формированием облачного слоя, который был обнаружен нами в нашей недавней работе [6].

Как уже говорилось в разделе 2.2, приливная сила f_{tidal} обращается в нуль на линии орбиты планеты. Однако все эти точки лежат на терминаторе, на котором условия освещенности существенно отличаются от условий в подзвездной точке. Решение без приливной силы удобнее интерпретировать как решение на дневной стороне, соответствующее значению азимутального угла $\varphi = 0$. В этом случае условие равенства нулю приливной силы (10) дает $\theta = \pi/3$ и $\theta = 2\pi/3$. Условия освещенности для этих двух направлений можно описать с помощью зенитного угла $\chi = \pi/6$. Поэтому оптическая толщина в этих двух направлениях приблизительно изменится на фактор $1/\cos\chi = 2/\sqrt{3}$, близкий к единице.

Полученные стационарные решения характеризуются постоянным значением параметра $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v$, определяющего темп потери массы планеты вследствие планетного ветра. При учете приливной силы f_{tidal} решение, вообще говоря, не является строго сферически-симметричным. Мы рассматриваем решение вдоль некоторого направления, которое определяется значением углов θ и φ . Поэтому параметр $\dot{M}$ не совпадает с точным значением темпа потери массы $\dot{M}_{\text{pl}}$ и может отличаться от него в несколько раз.

В представленных решениях мы получили следующие значения параметра $\dot{M}$. В решении без учета приливной силы $\dot{M} = 2.98 \times 10^{10}$ г/с, а в решении с учетом приливной силы $\dot{M} = 7.32 \times 10^{10}$ г/с. Таким образом, учет приливной силы приводит к росту $\dot{M}$ в 2.5 раза. Эти параметры определяют минимальное и максимальное значения $\dot{M}$ на дневной стороне планеты. Планетный ветер вблизи терминатора и, тем более, на ночной стороне планеты по своим характеристикам должен сильно отличаться от ветра на дневной стороне в силу существенных отличий в условиях освещенности.

3.3. Влияние потока жесткого излучения

В данном разделе представлены результаты расчетов для сетки моделей, в которых варьировались давление P_{atm} на фотометрической поверхности (соответствующие концентрации n_{atm} задавались равными 10^{12} см^{-3} , 10^{13} см^{-3} и 10^{14} см^{-3}) и величина потока жесткого УФ излучения F_{XUV} (1X, 10X, 100X). Во всех вариантах расчета учитывалась приливная сила (11).

На рис. 2 показаны полученные высотные профили плотности (слева) и температуры (справа) в верхней атмосфере горячего юпитера для всех указанных моделей. В целом можно сказать, что увеличение потока жесткого излучения приводит к росту плотности и температуры в атмосфере планеты. В моделях $n_{\text{atm}} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ во внутренних частях атмосферы наблюдается некоторое понижение плотности (левая верхняя панель на рис. 2). Это обусловлено тем, что при заданных в этой модели условиях данная область эффективно прогревается излучением звезды, что приводит к росту температуры (правая верхняя панель на рис. 2). Напомним, что в каждой нашей модели значение давления на фотометрической поверхности поддерживалось постоянным.

Профили температуры имеют стандартный для горячих юпитеров вид (см., напр., [21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31]). В самых глубоких слоях атмосферы температура оказывается близкой к эффективной температуре планеты $T_{\text{atm}} = 1200$ К. Исключения составляют модели с низким значением концентрации $n_{\text{atm}} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, в которых происходит существенный прогрев внутренних слоев. На высотах порядка $0.5 R_{\text{pl}}$ температура достигает максимума. При этом чем выше поток жесткого излучения, тем больше максимальное значение температуры. В этой области происходит формирование планетного ветра. Во внешней зоне температура монотонно падает с высотой.

Формирующееся гидродинамическое истечение является трансзвуковым. На рис. 3 показаны высотные профили скорости газа v (жирные линии) и скорости звука $c_s = \sqrt{\gamma P / \rho}$ (тонкие линии) для всех рассчитанных моделей. Как следует из рисунка, во внутренних частях атмосферы течение является дозвуковым, а во внешних частях становится сверхзвуковым. Увеличение потока жесткого УФ излучения родительской звезды приводит к росту скорости планетного ветра. Исключением являются модели $n_{\text{atm}} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ 10X и 100X (верхняя панель на рис. 3), в которых наблюдается насыщение скорости

ветра. Звуковая точка, в которой происходит смена режима течения, с увеличением потока излучения приближается к фотометрической поверхности. Характерные скорости на внешней границе лежат в диапазоне от 12 до 25 км/с.

На левых панелях рис. 4 показаны высотные профили концентраций компонентов n_α для моделей $n_{\text{atm}} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ 1X, 10X и 100X. В самых глубоких слоях атмосферы доминирует молекулярный водо-

род, хотя концентрации атомарного водорода и гелия также относительно высоки. В переходной зоне концентрация молекулярного водорода падает, а вещество атмосферы состоит в основном из нейтральной смеси атомов водорода и гелия. Во внешних частях атмосфера ионизируется излучением звезды и состоит из водородно-гелиевой плазмы. Концентрации остальных фракций остаются относительно низкими. Среди них важную роль играют молекулы H_3^+ ,

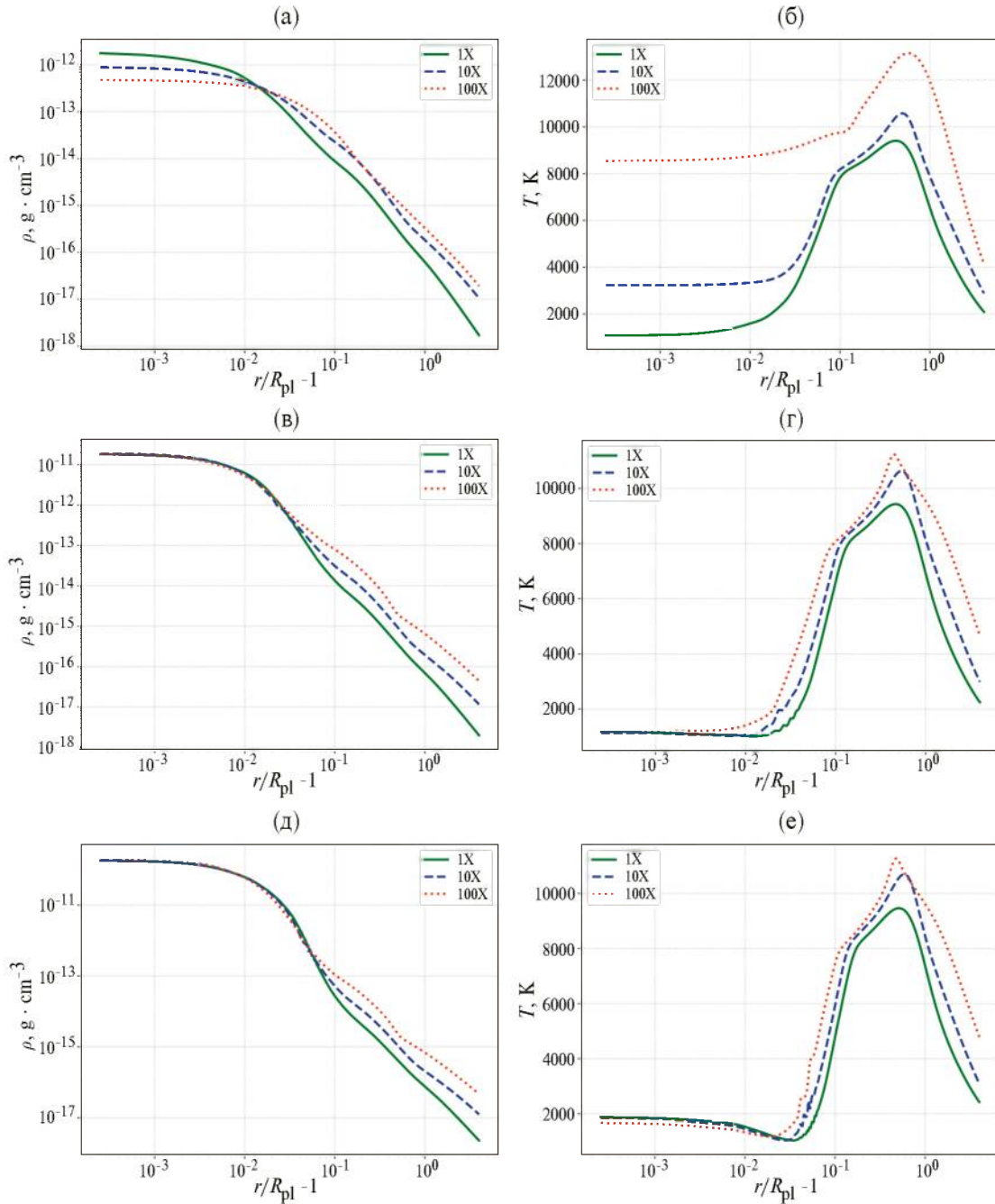


Рис. 2. Профили плотности (слева) и температуры (справа) в верхней атмосфере горячего юпитера для моделей $n_{\text{atm}} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (вверху), $n_{\text{atm}} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (в центре) и $n_{\text{atm}} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (внизу).

которые определяют тепловой баланс внутренних слоев атмосферы. В области формирования облачного слоя $1.03 R_{\text{pl}} \leq r \leq 1.07 R_{\text{pl}}$ появляются заметные колебания значений концентрации ряда компонентов, обусловленные, по-видимому, развитием тепловой неустойчивости [49] в химически реагирующем газе [50]. Это явление обсуждалось в нашей работе [6].

С увеличением потока жесткого УФ излучения звезды структура внутренней части атмосферы изменяется слабо. Однако внешние слои атмосферы горячего юпитера становятся более ионизованными. В частности, высоты, на которых выполняются равенства концентраций нейтралов и ионов $n_{\text{H}} = n_{\text{H}^+}$ и $n_{\text{He}} = n_{\text{He}^+}$ с увеличением потока излучения смещаются в более глубокие слои атмосферы. Интересно отметить, что рост потока жесткого излучения приводит к диссипации облачного слоя. При этом его положение и толщина не изменяются.

На правых панелях рис. 4 показаны высотные профили диффузионных скоростей компонентов w_{α} .

Во внутренних частях атмосферы диффузионные скорости малы. Во внешних частях наиболее значимыми являются диффузионные скорости нейтральных фракций (молекулярный водород, атомарный водород и атомарный гелий). Кроме того, диффузия дает заметный вклад в области формирования облачного слоя. Наряду с теплопроводностью диффузия приводит к стабилизации неустойчивости, вызывающей образование облаков. С ростом потока жесткого УФ излучения родительской звезды роль диффузии ослабевает.

В нашей астрономической численной модели [6] основным источником нагрева верхней атмосферы горячих экзопланет-гигантов является поглощение жесткого УФ излучения родительской звезды. Соответствующая функция нагрева Γ_{ph} обусловлена всеми процессами фотоионизации и фотодиссоциации. Полная функция охлаждения Λ определяется суммой частных функций:

$$\Lambda = \Lambda_{\text{ff}} + \Lambda_{\text{rec}} + \Lambda_{\text{lin}} + \Lambda_{\text{ion}} + \Lambda_{\text{rad}}, \quad (37)$$

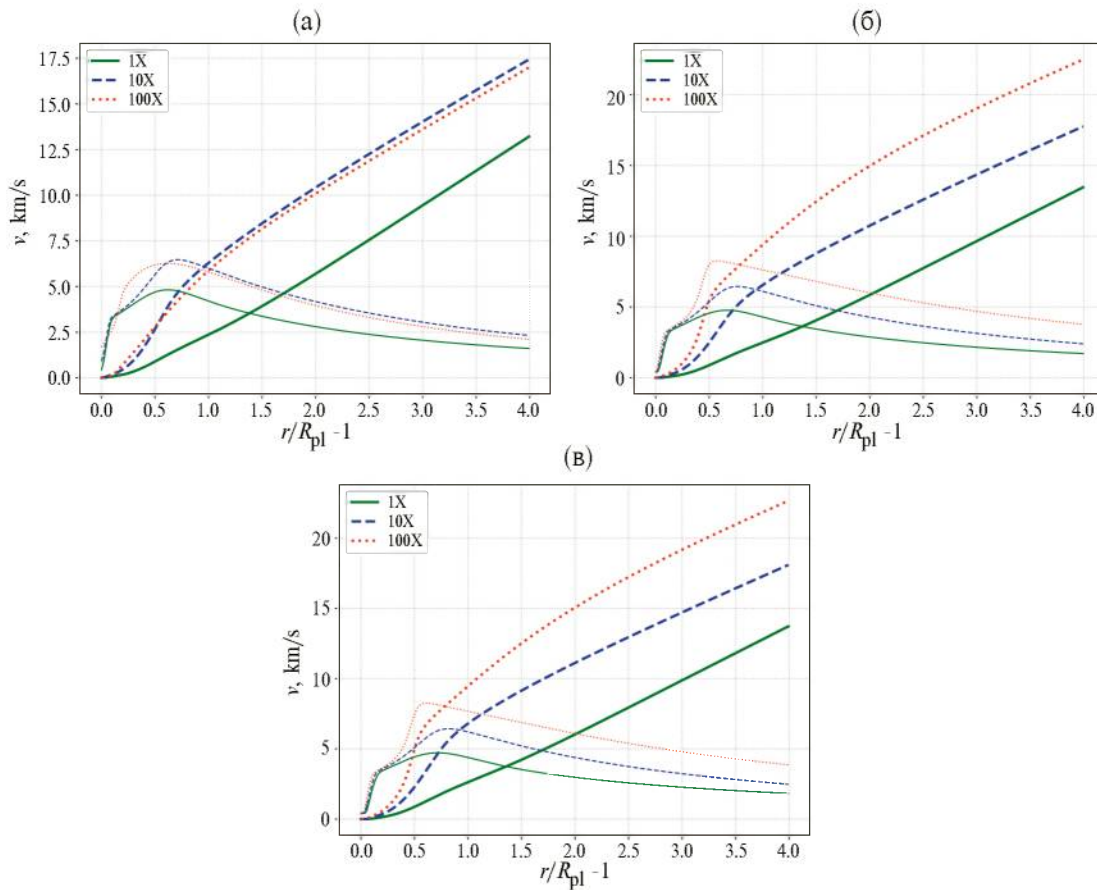


Рис. 3. Профили скорости газа v (жирные линии) и скорости звука c_s (тонкие линии) в верхней атмосфере горячего юпитера для моделей $n_{\text{atm}} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (вверху), $n_{\text{atm}} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (в центре) и $n_{\text{atm}} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (внизу).

где Λ_{ff} определяет охлаждение за счет излучения в непрерывном спектре вследствие свободно-свободных переходов, Λ_{rec} описывает охлаждение за счет рекомбинационного излучения, Λ_{lin} — функция охлаждения за счет излучения в линиях, Λ_{ion} — функция охлаждения за счет ионизации электронным ударом, Λ_{rad} — функция охлаждения за счет излучения молекул H_3^+ . Кроме того, определенный

вклад в тепловой баланс вносит теплопроводность, с которой можно соотнести функцию

$$\Lambda_{\text{cond}} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (38)$$

В отличие от функций охлаждения (37) эта функция может изменять знак. Поэтому она может

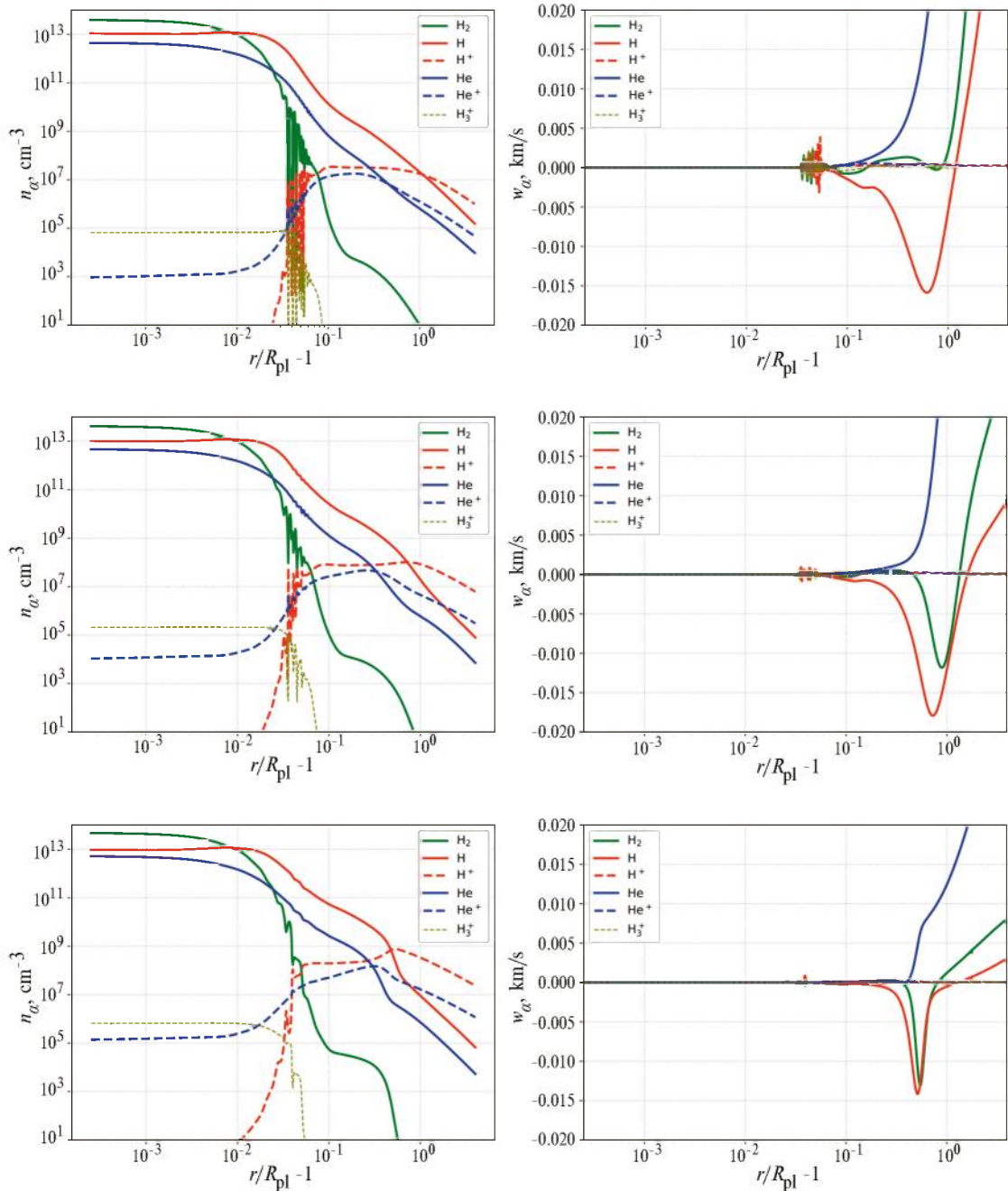


Рис. 4. Профили концентраций n_α (слева) и диффузионных скоростей w_α основных компонентов (справа) в верхней атмосфере горячего юпитера для модели $n_{\text{atm}} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ для потока жесткого излучения звезды 1X (вверху), 10X (в центре) и 100X (внизу).

приводить как к охлаждению, так и к нагреву. Следует заметить, что в движущейся среде полный тепловой баланс определяется также адвекцией внутренней энергии и адиабатическим охлаждением.

На рис. 5 представлены профили функций нагрева Γ_{ph} (сплошная жирная линия) и частных функций охлаждения Λ_{ff} , Λ_{rec} , Λ_{lin} , Λ_{ion} , Λ_{rad} и Λ_{cond} для моделей $n_{atm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ 1X, 10X и 100X. В тех случаях, когда функция Λ_{cond} оказывается положительной, она для удобства обозначена как функция нагрева Λ_{cond} .

Анализ рис. 5 позволяет заключить, что основным механизмом охлаждения во внутренних частях атмосферы горячего юпитера является излучение молекул H_3^+ . В области формирования облачного слоя существенную роль в установлении теплового баланса играет также теплопроводность. В промежуточной зоне среди механизмов охлаждения доминирует излучение в линиях нейтральных атомов (в основном, в линии $\text{Ly}\alpha$). В самых внешних частях атмосферы, где вещество оказывается почти полностью ионизованным, доминирует охлаждение за

счет свободно-свободных переходов. Однако еще больший вклад в этой области дает адиабатическое охлаждение в планетном ветре. Остальные механизмы охлаждения в тепловой баланс верхней атмосферы горячего юпитера не вносят какого-либо существенного вклада.

С увеличением потока жесткого УФ излучения звезды растет функция нагрева Γ_{ph} . Этот эффект проявляется даже в самых внутренних слоях атмосферы. Роль функций охлаждения не изменяется, поскольку зоны доминирования соответствующих механизмов остаются прежними. Однако во внешней части атмосферы локальные значения самих частных функций охлаждения в целом возрастают.

В табл. 2 приведены значения параметра $\dot{M}$ для всех рассчитанных моделей. Темп потери массы растет по мере увеличения потока жесткого УФ излучения звезды F_{XUV} . Для каждого значения концентрации n_{atm} мы рассматривали только три варианта потока. Тем не менее, во всех случаях получается нелинейная зависимость $\dot{M}$ от величины потока

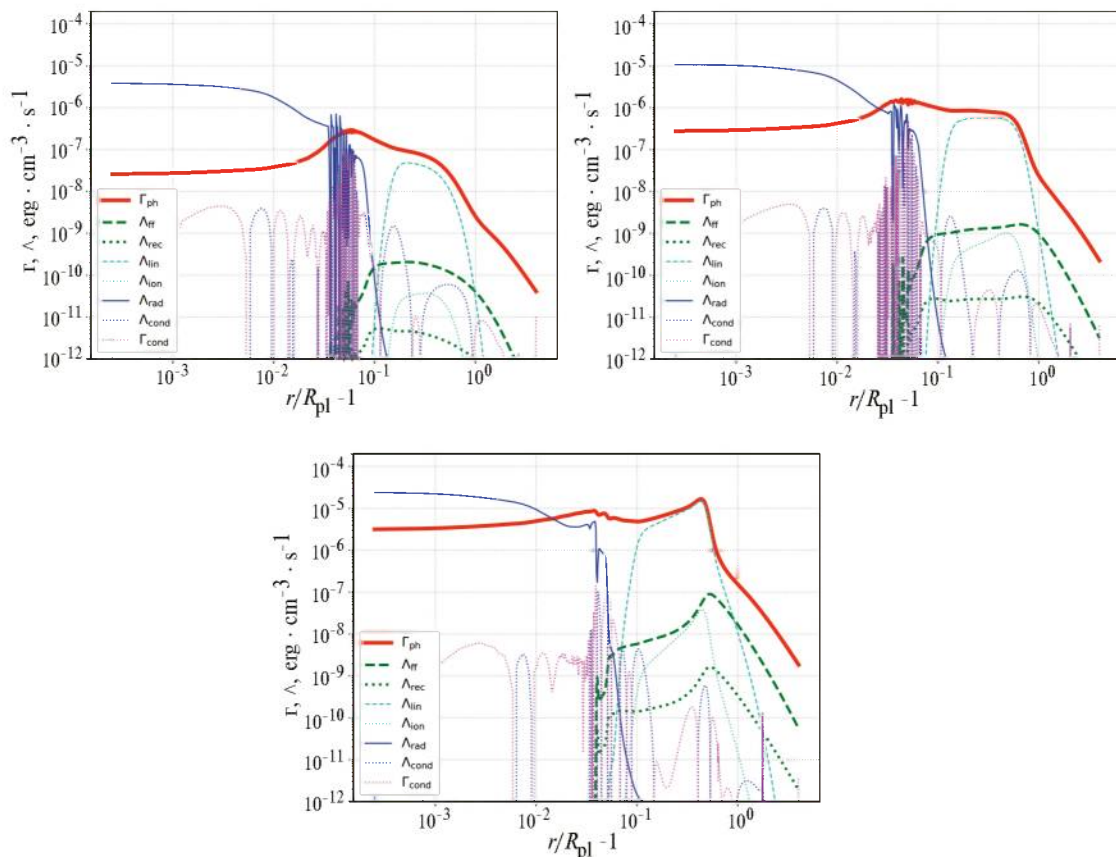


Рис. 5. Профили функций нагрева Γ и охлаждения Λ в верхней атмосфере горячего юпитера для модели $n_{atm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для потока жесткого излучения звезды 1X (вверху), 10X (в центре) и 100X (внизу).

Таблица 2. Параметр $\dot{M}$, определяющий верхнюю оценку темпа потери массы $\dot{M}_{pl}$ для различных вариантов расчета

Модель	Концентрация n_{atm}		
	10^{12} см^{-3}	10^{13} см^{-3}	10^{14} см^{-3}
1X	6.9×10^{10}	8.1×10^{10}	9.6×10^{10}
10X	5.6×10^{11}	6.2×10^{11}	6.9×10^{11}
100X	9.9×10^{11}	3.0×10^{12}	3.2×10^{12}

излучения F_{XUV} . Например, в случае $n_{atm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ переход от 1X к 10X можно описать степенной зависимостью $\dot{M} \propto F_{XUV}^k$ с показателем $k = 0.86$, а переходу от 10X к 100X соответствует показатель степени $k = 0.67$. Как обсуждалось в работе [21] в случае слабого потока жесткого излучения основная часть лучистой энергии преобразуется в работу, совершаемую над газом (адиабатическое охлаждение). Это приводит к линейной зависимости темпа потери массы от величины потока, $\dot{M} \propto F_{XUV}$. В случае сильного потока жесткого излучения основная часть его энергии излучается в линиях. В таком пределе темп потери массы $\dot{M}$ оказывается пропорциональным величине потока F_{XUV} в степени $1/2$. Как видно, в нашем случае получаются близкие значения соответствующих степеней.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для описания структуры водородно-гелиевой верхней атмосферы горячего юпитера мы модифицировали нашу одномерную аэрономическую модель, представленную в работе [6]. В основе этой численной модели лежат уравнения одножидкостной многокомпонентной гидродинамики. С учетом предполагаемого водородно-гелиевого химического состава атмосферы учитываются 10 компонентов (включая электроны). Сетка химических реакций содержит 32 двухчастичные реакции (в том числе процессы фотоионизации и фотодиссоциации), а также одну трехчастичную реакцию образования молекул H_2 из двух атомов водорода, которая реализуется с участием дополнительной частицы. Тепловой баланс атмосферы поддерживается процессами нагрева вследствие поглощения излучения родительской звезды, а также процессами охлаждения за счет свободно-свободных переходов, рекомбинационного излучения, излучения в линиях, ионизации электронным ударом и излучения молекул H_3^+ .

Исходный вариант модели предполагалось использовать в целях подготовки начальных условий для трехмерного численного кода, который применялся нами для исследования процесса обтекания горячей экзопланеты звездным ветром [36, 37]. Поскольку при этом обе модели должны быть согласованными, то в первоначальной версии одномерной аэрономической модели нами не учитывались некоторые важные физические факторы. В данной работе мы дополнительно учли приливное воздействие от звезды, диффузию компонентов (молекулярную и турбулентную) и теплопроводность.

Все расчеты проведены для типичного горячего юпитера HD 209458b. Во всех вариантах формируется трансзвуковой планетный ветер, приводящий к гидродинамическому оттоку атмосферы. Учет приливной силы приводит к дополнительному ускорению планетного ветра. При этом скорость ветра на внешней границе возрастает в три раза, а темп потери массы увеличивается в 2.5 раза.

С увеличением потока жесткого УФ излучения звезды F_{XUV} возрастает и энергия, поглощаемая атмосферой в единицу времени. В частности, эта энергия преобразуется в тепловую и кинетическую энергию вещества. Это приводит к целому ряду эффектов, в том числе к росту темпа потери массы $\dot{M}$. Причем в наших расчетах зависимость $\dot{M}$ от F_{XUV} получилась нелинейной. Такой результат можно объяснить тем, что в пределах слабого и сильного УФ потоков могут доминировать разные механизмы преобразования поглощаемой лучистой энергии в верхней атмосфере [21]. В случае слабого потока жесткого излучения нагрев компенсируется в основном за счет адиабатического охлаждения. В случае сильного потока основным механизмом выхолаживания становится излучение в линиях. В общем случае, излучение происходит во всех линиях атома водорода, однако основной вклад дает линия Ly α .

Модифицированная одномерная аэрономическая модель для горячих юпитеров позволит впоследствии проводить интерпретацию спектральных наблюдений верхних атмосфер этих экзопланет на планируемой к запуску космической обсерватории Спектр-УФ [51, 52]. Актуальной задачей для этой модели является определение параметров звездного ветра и корональных выбросов массы у звезд солнечного типа по наблюдениям атмосфер горячих юпитеров [53]. Это, в свою очередь, исключительно важно для изучения космической погоды и солнечно-земных связей. Влияние спорадической вспышечной активности родительских звезд на верхние атмосферы горячих юпитеров мы будем исследовать в следующей работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке программы 10 «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика» Национального центра физики и математики.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят И. Ф. Шайхисламова и Я. Н. Павлюченкова за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. J. Tylka, C. M. S. Cohen, W. F. Dietrich, M. A. Lee, et al., *Astrophys. J. Suppl.* 164(2), 536 (2006).
2. O. Raukunen, M. Paasilta, R. Vainio, J. V. Rodriguez, et al., *J. Space Weath. and Space Climat* 10, id. 24 (2020).
3. V. I. Shematovich and M. Ya. Marov, *Physics Uspekhi* 61(3), 217 (2018).
4. D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, A. A. Cherenkov, L. Fossati, and C. Moestl, 869(2), id. 108 (2018).
5. M. A. Tilley, A. Segura, V. Meadows, S. Hawley, and J. Davenport, *Astrobiology* 19, 64 (2019).
6. А. Г. Жилкин, Ю. Г. Гладышева, В. И. Шематович, Д. В. Бусикало, *Астрон. журн.* 100(12), 1190 (2023).
7. D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, P. V. Kaygorodov, and A. G. Zhilkin, *Physics Uspekhi* 64(8), 747 (2021).
8. A. Segura, L. M. Walkowicz, V. Meadows, J. Kasting, and S. Hawley, *Astrobiology* 10(7), 751 (2010).
9. D. Atri and S. R. C. Mogan, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Letters* 500(1), L1 (2021).
10. L. N. R. do Amaral, L. Barnes, A. Segura, and R. Luger, 928(1), id. 12 (2022).
11. H. Lammer, F. Selsis, I. Ribas, E. F. Guinan, S. J. Bauer, and W. W. Weiss, 598(2), L121 (2003).
12. R. Luger, R. Barnes, E. Lopez, J. Fortney, B. Jackson, and V. Meadows, *Astrobiology* 15(1), 57 (2015).
13. H. Maehara, T. Shibayama, S. Notsu, Y. Notsu, et al., *Nature* 485(7399), 478 (2012).
14. Y. Notsu, H. Maehara, S. Honda, S. L. Hawley, et al., 876(1), id. 58 (2019).
15. M. N. Günther, Z. Zhan, S. Seager, P. B. Rimmer, et al., *Astron. J.* 159(2), id. 60 (2020).
16. D. J. Hollenbach, H. W. Yorke, and D. Johnstone, in *Protostars and Planets IV*, edited by V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell (Tucson, AZ: University of Arizona Press, 2000), p. 401.
17. I. Ribas, E. F. Guinan, M. Gudel, and M. Audard, 622(1), 680 (2005).
18. A. G. Sreejith, L. Fossati, A. Youngblood, K. France, and S. Ambily, *Astron. and Astrophys.* 644, id. A67 (2020).
19. K. France, N. Arulanantham, L. Fossati, A. F. Lanza, R. O. P. Loyd, S. Redfield, P. C. Schneider, *Astrophys. J. Supl.* 239(1), id. 16, (2018).
20. J. L. Linsky, J. Fontenla, and K. France, 780(1), id. 61, (2014).
21. R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray, 693(1), 23 (2009).
22. J. H. Guo, 733(2), id. 98 (2011).
23. D. E. Ionov, V. I. Shematovich, and Ya. N. Pavlyuchenkov, *Astron. Rep.* 61(5), 387 (2017).
24. D. E. Ionov, Y. N. Pavlyuchenkov, and V. I. Shematovich, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 476(4), 5639 (2018).
25. R. V. Yelle, *Icarus* 170(1), 167 (2004).
26. F. Tian, O. B. Toon, A. A. Pavlov, and H. De Sterck, 621(2), 1049 (2005).
27. A. Garcia Muñoz, *Planet. Space Sci.* 55(10), 1426 (2007).
28. T. Penz, N. V. Erkaev, Yu. N. Kulikov, D. Langmayr, et al., *Planet. Space Sci.* 56(9), 1260 (2008).
29. T. T. Koskinen, J. Y-K. Cho, N. Achilleos, and A. D. Aylward, 722(1), 178 (2010).
30. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, Yu. L. Sasunov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, and N. V. Erkaev, 795(2), id. 132 (2014).
31. M. Salz, S. Czesla, P. C. Schneider, and J. H. M. M. Schmitt, *Astron. and Astrophys.* 586, id. A75 (2016).
32. A. S. Arakcheev, A. G. Zhilkin, P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, *Astron. Rep.* 61(11), 932 (2017).
33. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.* 63(7), 550 (2019).
34. A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaygorodov, *Astron. Rep.* 64(3), 259 (2020).
35. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Astron. Rep.* 64(7), 563 (2020).
36. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Universe* 7(11), id. 422 (2021).
37. A. G. Zhilkin, *Astron. Rep.* 67(4), 307 (2023).
38. Д. В. Бусикало, А. Г. Жилкин, А. А. Боярчук, *Газодинамика тесных двойных звезд* (М.: Физматлит, 2013).
39. C. P. Johnstone, M. Güdel, H. Lammer, and K. G. Kislyakova, *Astron. and Astrophys.* 617, id. A107 (2018).

40. *P. M. Banks and G. Kockarts*, Aeronomy (New York: Academic Press, 1973).
41. *A. Garcia Muñoz*, Planet. Space Sci. 55(10), 1414 (2007).
42. *R. W. Schunk and A. F. Nagy*, Ionospheres: physics, plasma physics, and chemistry (Cambridge Univ. Press, 2nd Ed., 2000, 2009).
43. *A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo*, Astron. Rep. 66(11), 1008 (2022).
44. *A. A. Самарский, Е. С. Николаев*, Методы решения сеточных уравнений (М.: Наука, 1978).
45. *M. G. Malygin, R. Kuiper, H. Klahr, C. P. Dullemond, and Th. Henning*, Astron. and Astrophys. 568, id. A91 (2014).
46. *R. S. Freedman, J. Lustig-Yaeger, J. J. Fortney, R. E. Lupu, M. S. Marley, and K. Lodders*, Astrophys. J. Supl. 214(2), id. 25 (2014).
47. *R. S. Freedman, M. S. Marley, and K. Lodders*, Astrophys. J. Supl. 174(2), 504 (2008).
48. *A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hebrard, and M. Mayor*, Nature 422(6928), 143 (2003).
49. *G. B. Field*, 142, 531 (1965).
50. *T. Yoneyama*, Publ. Astron. Soc. Japan 25, 349 (1973).
51. *A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, et al.*, Astron. Rep. 60(1), 1 (2016).
52. *B. M. Shustov, M. E. Sachkov, S. G. Sichevsky, R. N. Arkhangel'sky, et al.*, Solar System Res. 55(7), 677 (2021).
53. *В. И. Шематович, И. Ф. Шайхисламов, А. Г. Жилкин, И. С. Саванов, Г. Н. Цуриков, Д. В. Бисикало*, ФИЗМАТ 1, 33 (2023).

THE EFFECT OF THE STAR HIGH ENERGY RADIATION FLUX ON THE STRUCTURE OF THE HYDROGEN-HELIUM UPPER ATMOSPHERE OF HOT JUPITER

**A. G. Zhilkin^{1,*}, Y. G. Gladysheva¹, V. I. Shematovich¹,
G. N. Tsurikov¹, D. V. Bisikalo^{2,1}**

¹*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

²*National center of physics and mathematics, Sarov, Russia*

*E-mail: zhilkin@inasan.ru

In the paper the structure of the hydrogen-helium upper atmosphere of hot Jupiter depending on the flux of hard ultraviolet radiation from the parent star is investigated. Aeronomic 1D model based on the approximation of single-fluid multicomponent hydrodynamics is used for calculations. The numerical model takes into account chemical reactions, heating-cooling processes, tidal action from the star, diffusion and thermal conductivity. Calculations were performed for the hot Jupiter HD 209458b. In all the solutions obtained a transonic planetary wind is formed leading to a hydrodynamic outflow of the atmosphere. Taking into account the tidal force leads to increase the outflow of atmosphere by 2.5 times compared to the case in which only the gravity of the planet is considered. The dependence of mass loss rate of the planet on the flux of hard ultraviolet radiation turned out to be nonlinear. This may be due to a different dominant mechanism of conversion of absorbed radiant energy in the upper atmosphere within the limits of weak and strong ultraviolet fluxes.

Keywords: hot jupiters, aeronomy, numerical simulations, hydrodynamics, chemical reactions, thermal balance

ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕПЛОВОЙ СТРУКТУРЫ ПРОТОПЛАНЕТНОГО ДИСКА В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

© 2024 г. Я. Н. Павлюченков^{1,*}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение Российской академии наук
Институт астрономии, Москва, Россия

*E-mail: pavyar@inasan.ru

Поступила в редакцию 29.06.2024 г.

После доработки 15.08.2024 г.

Принята в печать 15.08.2024 г.

В статье подробно описана модель для расчета нестационарной тепловой структуры протопланетного диска в аксиально-симметричном приближении. В основе модели лежит широко используемый подход разделения поля излучения на звездное и собственное тепловое излучение среды. Нагрев звездным излучением рассчитывается методом трассировки, а для описания теплового излучения используется известное диффузионное приближение с ограничителем потока (FLD-приближение). Для решения возникающей системы линейных уравнений предложена модификация метода Гаусса, которая позволяет в десятки раз ускорить вычисления по сравнению с обычно используемым методом GMRES. С помощью данной модели проведен расчет стационарной тепловой структуры двух дисков, параметры одного из которых близки к системе EX Lup. Проведен детальный анализ результатов моделирования. Сравнение с результатами более точных методов позволило выявить основные недостатки модели, связанные с пренебрежением рассеяния света и диффузионной природой приближения FLD. Показано, что тепловая структура диска при использовании приближения FLD эволюционирует в соответствии с аналитическими оценками для характерного теплового времени.

Ключевые слова: протопланетные диски, перенос излучения, численное моделирование

DOI: 10.31857/S0004629924110023 **EDN:** JLPNXG

1. ВВЕДЕНИЕ

Температурная структура газопылевого (протопланетного) диска у молодой звезды неразрывно связана со множеством процессов, влияющих на эволюцию диска. Температура контролирует физическую, химическую, ионизационную структуру диска, расположение фронтов испарения льдов и мертвых зон. От распределения температуры в диске зависят его наблюдаемые свойства в инфракрасном диапазоне. Детали процессов нагрева и охлаждения определяют развитие целого ряда неустойчивостей: гравитационной, конвективной, тепловой, сдвиговой (vertical shear instability), бароклинной, пульсационной (convective overstability) и других (см., напр., обзоры [1, 2]).

Основными механизмами нагрева диска являются поглощение звездного, межзвездного и собственного теплового излучения [3], диссипативные процессы, обеспечивающие высокую турбулентную вязкость диска в результате развития различных неустойчиво-

стей, в частности, магниторотационной [4, 5], а также нагрев, связанный с диссипацией спиральных волн в самогравитирующем диске [6]. Охлаждение диска связано главным образом с диффузией и выходом инфракрасного и микроволнового теплового излучения, генерируемого пылью и газом. Совокупность процессов нагрева, охлаждения и переноса излучения приводит к формированию сложной температурной структуры диска с вертикальной стратификацией и радиальными градиентами (см., напр., [7]).

В связи с многообразием процессов и математической сложностью задачи расчет самосогласованной температурной структуры диска и его тепловой эволюции проводится, как правило, методами численного моделирования. На текущий момент достигнут значительный прогресс в разработке и использовании численных методов для моделирования переноса излучения в астрофизических задачах в общем и в приложении к околозвездным дискам в частности. Хороший обзор методов и основанных на них программных комплексах представлен в работах [8, 9].

Современные методы можно разделить на две большие группы: методы для решения исходного уравнения переноса излучения, и методы, основанные на преобразовании уравнения переноса к системе моментных уравнений. Первая группа методов используется, как правило, для решения стационарных задач, в то время как вторая — в динамических задачах.

Одним из наиболее ярких и востребованных подходов для решения нестационарных задач переноса излучения является метод, основанный на теории диффузии излучения с ограничителем потока (Flux Limited Diffusion (FLD) [10]). В основе этого метода лежит предположение, что функция ψ , описывающая угловую зависимость интенсивности $I = cE\psi$ (E — плотность лучистой энергии, c — скорость света), медленно меняется в пространстве и во времени. Это предположение при переходе к уравнениям моментов позволяет выразить поток излучения $\mathbf{F}$ через градиент плотности лучистой энергии: $\mathbf{F} = -\frac{c\lambda}{\sigma_R} \nabla E$ (σ_R — коэффициент непрозрачности), т. е. перейти к диффузионному приближению. Полученный в рамках такого подхода нелинейный коэффициент λ (ограничитель потока) позволяет корректно описывать перенос излучения не только в оптически толстом случае, при котором $\mathbf{F} = -\frac{c}{3\sigma_R} \nabla E$, но и в потоковом оптически тонком пределе, когда $|\mathbf{F}| = cE$.

В различных реализациях и комбинациях метод FLD используется для исследования самых разнообразных процессов в протопланетных дисках (см., напр., [11, 12, 13]). Однако, несмотря на его широкое использование, исследователям непросто сделать вывод об области его надежной применимости для моделирования околозвездных газопылевых дисков. При описании данного метода часто опускаются важные детали его технической реализации. В связи с этим данная работа преследует две цели: 1) детальное описание метода расчета тепловой эволюции аксиально-симметричного протопланетного диска на основе приближения FLD; 2) анализ результатов моделирования тепловой структуры диска с различными параметрами и их сравнение с точными результатами. Описанный в данной статье метод расчета тепловой эволюции планируется использовать в программном комплексе HURAKAN [14], предназначенном для моделирования динамики протопланетных дисков в аксиально-симметричном приближении.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

2.1. Уравнения тепловой модели

Для расчета тепловой структуры газопылевого диска проведена модификация нестационарной тепловой модели из работы [14] посредством включения в нее диффузионного приближения с ограничителем потока. В модели учитывается нагрев среды прямым излучением звезды и диффузия теплового излучения. Соответствующая система уравнений имеет вид:

$$\rho c_V \frac{\partial T}{\partial t} = c \sigma_P (E - aT^4) + S, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -c \sigma_P (E - aT^4) + \hat{\Lambda} E, \quad (2)$$

где ρ — плотность газопылевой среды, c_V — удельная теплоемкость среды [эрг/г/К], c — скорость света, σ_P [см⁻¹] — усредненный по спектру коэффициент поглощения теплового излучения (без вклада рассеяния, на единицу объема газопылевой среды), S [эрг/с/см³] — темп нагрева звездным излучением, T — температура среды, E — плотность энергии теплового излучения. Уравнение (1) описывает изменение объемной тепловой энергии среды в результате поглощения и переизлучения теплового излучения (слагаемые $c \sigma_P E$ и $c \sigma_P aT^4$ соответственно), а также в результате поглощения прямого излучения звезды (S). Уравнение (2) представляет собой моментное уравнение переноса излучения и описывает изменение плотности энергии излучения в результате поглощения и переизлучения теплового излучения, а также в результате пространственной диффузии теплового излучения, представленной оператором $\hat{\Lambda} E$:

$$\hat{\Lambda} E = -\nabla \mathbf{F} = \nabla \left(\frac{c\lambda}{\sigma_R} \nabla E \right), \quad (3)$$

где $\mathbf{F}$ — поток теплового излучения, σ_R — усредненный по спектру коэффициент ослабления теплового излучения, λ — так называемый ограничитель потока. Вычисление λ проводится в соответствии с формулами теории FLD¹:

$$\mathbf{R} = -\frac{\nabla E}{\sigma_R E}, \quad (4)$$

$$\lambda(R) = \frac{1}{R} \left(\coth R - \frac{1}{R} \right). \quad (5)$$

¹ Отметим, что используемый здесь формализм является общераспространенным, см. [9], но он упрощен по сравнению с тем, что изложен в оригинальной статье [10].

Использование фиксированного значения $\lambda = 1/3$ в уравнении (3) приводит к эддингтоновскому приближению.

В реализованном методе нагрев диска прямым излучением звезды рассчитывается с помощью метода трассировки с использованием спектральных коэффициентов поглощения, аналогично тому, как предложено в работе [15]. Функция нагрева S определяется поглощением звездного излучения рассматриваемым элементом объема, т. е.

$$S = -\nabla \mathbf{F}^*, \quad (6)$$

где $\mathbf{F}^*$ — поток звездного излучения, проинтегрированный по частоте:

$$\mathbf{F}^* = \int_0^\infty \mathbf{F}_\nu^* d\nu. \quad (7)$$

Спектральный поток $\mathbf{F}_\nu^*$ рассчитывается с учетом истинного поглощения излучения от звезды до рассматриваемого элемента среды вдоль радиального направления. В этом случае радиальный компонент потока равен:

$$F_\nu^* = B_\nu(T_*) \Omega(r) e^{-\tau_\nu(r)}, \quad (8)$$

где $B_\nu(T_*)$ — функция Планка для температуры звезды T_* , $\Omega(r)$ — пространственный угол, под которым звезда видна с расстояния r , $\tau_\nu(r)$ — оптическая толщина на частоте ν на луче зрения от звезды до рассматриваемой точки. Стоит отметить, что в рамках такого вычисления $\mathbf{F}_\nu^*$ не учитывается рассеяние звездного излучения. В связи с тем, что приближение FLD используется в комбинации с отдельной процедурой расчета поглощения звездного излучения, в дальнейшем для данного комбинированного метода будем использовать обозначение FLD^S.

Отметим также, что описанная здесь тепловая модель не является новой, она в общих деталях близка к той, что использована, например, в работе [16].

2.2. Коэффициенты поглощения

В модели предполагается, что единственным источником непрозрачности является пыль, причем температуры газа и пыли равны. Отношение плотности пыли к плотности газа по всему диску предполагается постоянным и равным 0.01, т. е. пыль считается однородно перемешанной с газом. Фигурирующие в приведенных выше уравнениях коэффициенты $\sigma_P = \rho \kappa_P$ и $\sigma_R = \rho \kappa_R$, где κ_P и κ_R [см²/г] — планковская и росселандовская не-

прозрачности, являются средними по спектру величинами:

$$\kappa_P(T) = \int_0^\infty \kappa_\nu^{\text{abs}} B_\nu d\nu / \int_0^\infty B_\nu d\nu, \quad (9)$$

$$\frac{1}{\kappa_R(T)} = \int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu^{\text{abs}} + \kappa_\nu^{\text{sca}}} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu / \int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu. \quad (10)$$

Усредненные коэффициенты рассчитывались по частотно-зависимым коэффициентам поглощения κ_ν^{abs} и рассеяния κ_ν^{sca} для смеси сферических силикатных и графитовых пылинок (массовая доля графитовых пылинок 0.2). Сами спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния рассчитаны с помощью теории Ми, при этом распределение пылинок по размерам бралось степенным $n(a) \propto a^{-3.5}$ с минимальным и максимальным радиусами пылинок $a_{\min} = 5 \times 10^{-7}$ см и $a_{\max} = 10^{-4}$ см (т. е. в соответствии с распределением MRN для межзвездной пыли [17]). Зависимости коэффициентов поглощения κ_ν^{abs} и рассеяния κ_ν^{sca} от длины волны и усредненных непрозрачностей κ_P и κ_R от температуры показаны на рис. 1. Отметим, что такие непрозрачности рассчитаны для достаточной примитивной модели пыли и используются здесь прежде всего для тестирования методов переноса излучения. В действительности протопланетная пыль может включать в себя полициклические ароматические углеводороды, частицы с ледяными мантиями; сами пылинки могут иметь сложную, в том числе, фрактальную форму. Кроме того, пылинки движутся относительно газа (осаждаются к экватору и мигрируют вдоль радиуса), а также эволюционируют (растут и разрушаются при взаимных столкновениях, теряют и приобретают углеводородные и ледяные мантии и т. д.), что существенно влияет на распределение пылинок по размерам. Эволюция пыли активно изучается в рамках теоретических моделей и является предметом наблюдательных исследований (см. обзоры [18, 19]). Для расчета тепловой структуры в рамках более реалистичных моделей необходимо учитывать изменение непрозрачностей за счет этих процессов.

2.3. Численный метод решения

Уравнения (1), (2) формируют нелинейную систему уравнений в частных производных диффузионного типа. Ее решение находится в аксиально-симметричном приближении с использованием

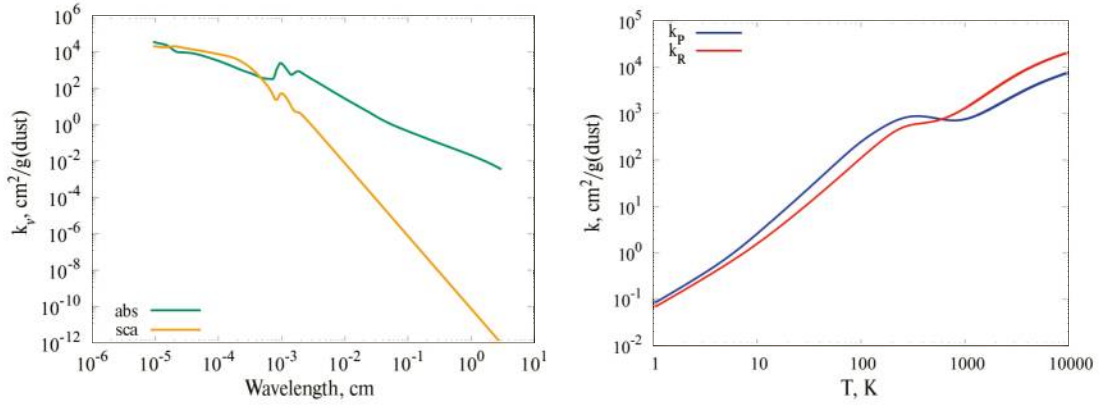


Рис. 1. Левая панель: зависимости коэффициентов поглощения κ_v^{abs} и рассеяния κ_v^{sca} от длины волны. Правая панель: зависимости усредненных непрозрачностей κ_p и κ_R от температуры.

сферической системы координат. Расчетная сетка, основные обозначения для которой приведены на рис. 2, в общем случае неоднородная по радиусу r и по углу θ . Для решения используется неявный конечно-разностный метод, в котором обменные члены E и aT^4 в правой части уравнений (1), (2), а также дифференциальный оператор (3), зависят от значений функций на новом $(n + 1)$ временном слое:

$$\rho c_V \frac{T - T^n}{\Delta t} = c_R \kappa_R^n (E - aT^4) + S, \quad (11)$$

$$\frac{E - E^n}{\Delta t} = -c_R \kappa_R^n (E - aT^4) + \hat{\Lambda} E, \quad (12)$$

где T^n и E^n — значения с n -го временного слоя, T и E — искомые значения на временном слое $(n + 1)$ для заданной пространственной ячейки. В уравнениях сверху для краткости опущены нижние пространственные индексы: для всех величин они соответствуют рассматриваемой ячейке (i, j) , за исключением оператора $\hat{\Lambda}$, связывающего ячейку (i, j) с четырьмя примыкающими ячейками по радиусу r и углу θ .

Система уравнений тепловой эволюции среды (11), (12) решается с помощью итераций Ньютона, для этого уравнения линеаризуются с помощью аппроксимации:

$$T^4 \approx 4T_k^3 T - 3T_k^4,$$

где T_k — значение температуры на предыдущей k -ой итерации, после чего уравнения (11), (12) можно привести к виду:

$$T = \frac{b_d + \omega_p \Delta t E}{c_d + c_r}, \quad (13)$$

$$\left[1 + \frac{c_d}{c_d + c_r} \omega_p \Delta t - \Delta t \hat{\Lambda} \right] E = g. \quad (14)$$

Фигурирующие в данных уравнениях коэффициенты c_d , ω_p , c_r , b_d , g вычисляются следующим образом:

$$c_d = \rho c_V,$$

$$\omega_p = c_R \kappa_R^n,$$

$$c_r = 4aT_k^3 \omega_p \Delta t,$$

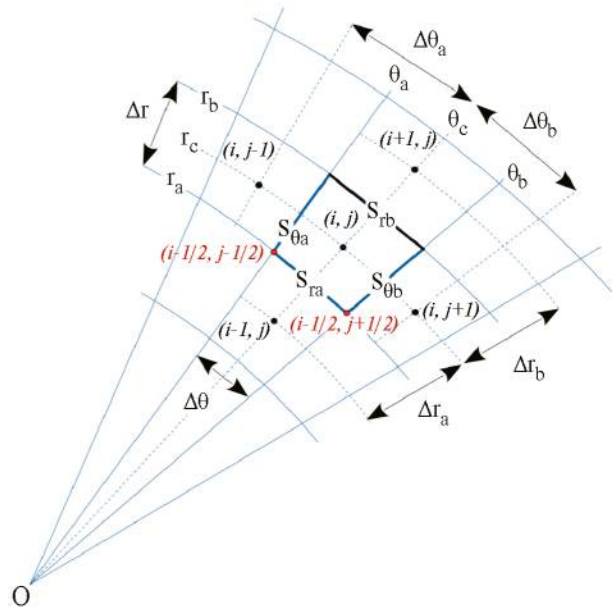


Рис. 2. Схема расчетной сетки с основными обозначениями.

$$b_d = c_d T^n + \frac{3}{4} c_r T_k + S \Delta t,$$

$$g = E^n - \frac{3}{4} c_r T_k + \frac{c_r b_d}{c_d + c_r}.$$

Дифференциальный оператор $\hat{\Lambda}$ в сферической системе координат с учетом аксиальной симметрии задачи аппроксимируется в следующем конечно-разностном виде:

$$\hat{\Lambda} E = \frac{1}{\Delta V} (S_{ra} F_{ra} - S_{rb} F_{rb} + S_{\theta a} F_{\theta a} - S_{\theta b} F_{\theta b}), \quad (15)$$

где ΔV — объем ячейки, $S_{ra}, S_{rb}, S_{\theta a}, S_{\theta b}$ — площади граней текущей ячейки. Индексами r и θ обозначены грани, ограничивающие ячейку по координатам r и θ соответственно, индексы a и b относятся к граням с меньшим и большим значениям координаты (см. рис. (2)). Потоки через грани ячейки находятся по формулам:

$$F_{ra} = -f_{ra} \frac{E_{i,j} - E_{i-1,j}}{\Delta r_a},$$

$$F_{rb} = -f_{rb} \frac{E_{i+1,j} - E_{i,j}^n}{\Delta r_b},$$

$$F_{\theta a} = -f_{\theta a} \frac{E_{i,j} - E_{i,j-1}}{r_c \Delta \theta_a},$$

$$F_{\theta b} = -f_{\theta b} \frac{E_{i,j+1} - E_{i,j}}{r_c \Delta \theta_b},$$

где $E_{i,j}$ — энергия в ячейке с индексами (i, j) для нового $(n+1)$ временного шага, r_c — радиальная координата центра текущей ячейки, $\Delta r_a, \Delta r_b, r_c \Delta \theta_a$ и $r_c \Delta \theta_b$ — расстояния от центра текущей ячейки до центров прилегающих ячеек для соответствующих граней. Значения $f = \frac{c\lambda}{\sigma_R}$ рассчитываются для соответствующих граней, используя переменные с предыдущего (n) временного шага. При этом значения σ_R на гранях получаются путем усреднения центральных значений прилегающих ячеек: $\sigma_{ra} = (\sigma_{i-1,j} + \sigma_{i,j}) / 2$. Для вычисления вектора $\mathbf{R}$ используется конечно-разностная аппроксимация уравнения (4), причем задействуются не только прилегающие к грани ячейки, но и смежные с ними, поскольку вектор $\mathbf{R}$ содержит два компонента, один из которых перпендикулярен грани, а другой копланарен ей. Так, радиальный и угловой компоненты градиента энергии, фигурирующего в формуле (4), для грани (ra) вычисляются следующим образом:

$$(\nabla E)_r|_{ra} = \frac{E_{i,j}^n - E_{i-1,j}^n}{\Delta r_a}, \quad (16)$$

$$(\nabla E)_\theta|_{ra} = \frac{E_{i-1/2,j+1/2}^n - E_{i-1/2,j-1/2}^n}{r_a \Delta \theta}, \quad (17)$$

где значения на пересечении граней находятся путем усреднения центральных значений энергии, т. е. $E_{i-1/2,j+1/2}^n = (E_{i-1,j}^n + E_{i-1,j+1}^n + E_{i,j}^n + E_{i,j+1}^n) / 4$.

Численную модель необходимо также дополнить граничными условиями. На внутренней границе расчетной области задается нулевой поток излучения $F_{ra} = 0$, что соответствует условию $E_{1,j} = E_{2,j}$, т. е. энергия, выходящая из текущей ячейки, полностью компенсируется энергией, приходящей из зеркальной относительно центра ячейки. На внешней границе предполагается, что излучение свободно покидает среду, т. е. поток излучения пропорционален произведению плотности энергии на скорость света:

$$-\frac{c\lambda}{\sigma_R} \left(\frac{E_{N,j} - E_{N-1,j}}{\Delta r_a} \right) = c(E_{N,j} - E_{cmb}), \quad (18)$$

где E_{cmb} — плотность энергии микроволнового фона с температурой 2.73 К.

В конечном счете уравнение (14) можно переписать в следующем операторном виде:

$$\hat{\Omega} E = \mathbf{g}, \quad (19)$$

где $\hat{\Omega} = \left(1 + \frac{c_d}{c_d + c_r} \omega_p \Delta t \right) \hat{I} - \Delta t \hat{\Lambda}$, и $\hat{I}$ — единичный тензор. Уравнение (19) представляет собой компактную запись системы линейных алгебраических уравнений с разреженной матрицей, структура которой показана на левой панели рис. 3.

Решение данной системы уравнений проводится с помощью разработанной автором статьи модификации метода Гаусса. Основные идеи метода, реализованного в данной работе, состоят в следующем:

1. Как и в оригинальном методе Гаусса задача сводится к преобразованию исходной матрицы к верхнему треугольному виду.
2. При создании матрицы и в процессе ее преобразования используется компактная форма записи матрицы, т. е. хранятся только ненулевые элементы с указанием строки и столбца. Дополнительно используются динамические массивы строк и столбцов с указанием положения ненулевых элементов.

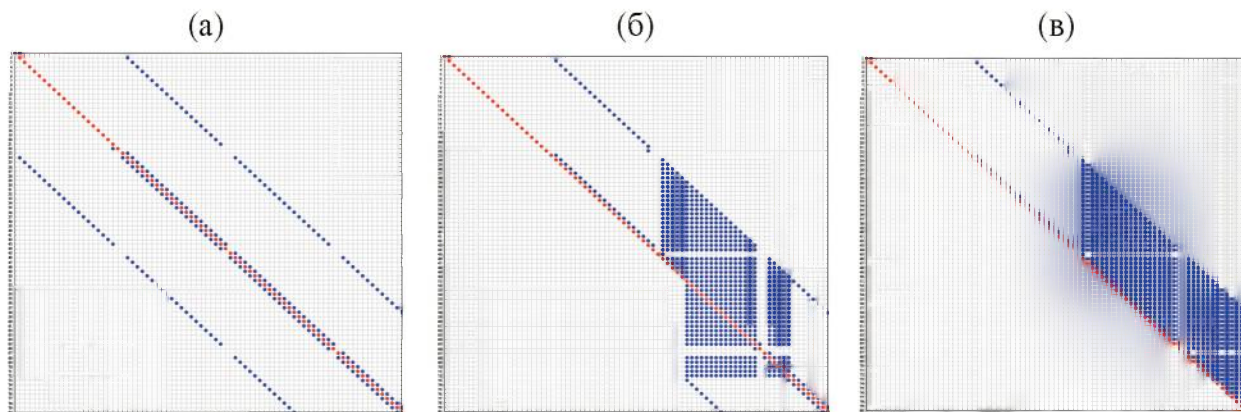


Рис. 3. Структура исходной матрицы СЛАН (слева), структура матрицы в процессе преобразования к верхнему треугольному виду (в центре) и структура финальной матрицы (справа). Показана верхняя левая часть матрицы размером 80×80 элементов из полной матрицы 1100×1100 элементов. Красными и синими точками показаны положительные и отрицательные элементы соответственно. На средней панели показана матрица после приведения первых 50 столбцов.

3. В процессе преобразования возникают новые ненулевые элементы, положение которых фиксируется в динамических массивах, описывающих компактную структуру матрицы.
4. В отличие от оригинального метода, где цикл исключения переменных в текущем столбце затрагивает последовательно все нижестоящие под диагональю строки матрицы, в данном алгоритме исключаются строки с заранее известными ненулевыми ведущими элементами.

Реализация данного алгоритма показала его устойчивость и хорошую точность для рассматриваемой задачи диффузии излучения. Пример преобразования матрицы размерностью 1100×1100 элементов для системы уравнений (19) в задаче со 128 радиальными и 32 угловыми ячейками, показан на рис. 3. Расчет с помощью данного метода, реализованного на языке Фортран, оказался в десятки раз быстрее по сравнению с методом GMRES (generalized minimal residual method) [20], часто применяемом для данных задач и использованным нами ранее в работе [14]². Так, обращение матрицы для сетки 128×32 модифицированным методом Гаусса составило 0.023 секунд, методом GMRES (с нулевым начальным приближением) заняло 0.36 секунд на процессоре AMD Ryzen 5 с использованием компилятора gfortran (без дополнительных опций) в системе Linux Ubuntu 22.04. Для сетки 200×100 эти времена составили 28 и 537 с соответственно. Стоит

отметить, что метод GMRES является итерационным и используется, как правило, при близком к решению начальном приближении (в качестве которого, например, можно выбрать решение с предыдущего временного шага), при этом время его сходимости существенно уменьшается. Тем не менее, расчет рассмотренных двумерных задач оказывается в несколько раз быстрее при использовании модифицированного метода Гаусса по сравнению с методом GMRES.

В данной работе для моделирования тепловой эволюции диска использована неоднородная дискретная сетка, сгущающаяся к центру в радиальном (r) направлении и к экватору при разбиении по углу θ , с разрешением 200 радиальных на 100 угловых ячеек.

2.4. Физические параметры протопланетного диска

Моделирование тепловой структуры проводилось для диска вокруг центральной звезды с параметрами: $M_* = 0.5 M_\odot$, $L_* = 0.7 L_\odot$, $T_* = 3800$ К. Распределение поверхностной плотности взято в виде:

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 \left(\frac{R}{R_2} \right)^{-\gamma} \exp \left[- \left(\frac{R}{R_2} \right)^{2-\gamma} \right] \exp \left[- \left(\frac{R}{R_1} \right)^{\gamma-2} \right], \quad (20)$$

где R — расстояние от полярной оси, $\gamma = 1$, параметры $R_1 = 10$ а. е. и $R_2 = 70$ а. е. определяют сглаживание распределения к внутренней и к внешней границе диска, которые выбраны равными $R_{\text{in}} = 0.5$ а. е. и $R_{\text{out}} = 250$ а. е. соответственно. Отношение массы пыли к массе газа предполагалось однородным по диску и равным 0.01. В работе об-

² Использована реализация метода GMRES на языке Фортран, разработанная Джоном Буркардтом (John Burkardt): https://people.sc.fsu.edu/~jburkardt/f77_src/mgmres/mgmres.html

суждаются три модели. В модели M1 нормировка плотности $\Sigma_0 = 0.053 \text{ г/см}^2$, что соответствует сравнительно разреженному протопланетному диску с массой $M_{\text{disk}} = 2.5 \times 10^{-4} M_{\odot}$. В модели M1 пренебрегается рассеянием излучения, т. е. искусственно положено $\kappa_v^{\text{sca}} = 0$. В модели M2 по сравнению с моделью M1 рассеяние света учтено. В модели M3 параметр $\Sigma_0 = 5.3 \text{ г/см}^2$, т. е. диск в 100 раз более массивный ($M_{\text{disk}} = 0.025 M_{\odot}$), чем в модели M1. В модели M3, как и в M1, рассеяние излучения не учитывается. Отметим, что параметры диска в модели M3 близки к протопланетной системе EX Lup в спокойном состоянии [21].

Двумерное распределение плотности (для M3 — см. левую верхнюю панель на рис. 4) рассчитывается из $\Sigma(R)$, предполагая, что диск находится в вертикальном гидростатическом равновесии при зафиксированном распределении температуры $T(R) = 300(R/1 \text{ а.е.})^{-0.5} \text{ К}$. Для изучения процесса тепловой релаксации начальное распределение температуры непосредственно для расчета переноса излучения бралось однородным с $T = 2.73 \text{ К}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

3.1. Стационарное состояние

Проанализируем результаты расчета стационарной тепловой структуры с использованием метода FLD³ на примере модели M3. На рис. 4 приведены результаты расчетов для данной модели на момент 10^4 лет, что многократно превышает время выхода на стационар (см. раздел 3.3). Как и следовало ожидать максимальная мощность нагрева диска звездным излучением S наблюдается в приповерхностных слоях. Из распределения альбеда, $\omega = aT^4 / E$, видно, что тепловое излучение в толще диска близко к термодинамическому равновесию со средой ($E \approx aT^4$). В то же время в оболочке плотность энергии теплового излучения значительно ниже термодинамического значения ($E \ll aT^4$). Морфология распределения ограничителя потока λ близка к морфологии распределения плотности. В толще диска $\lambda \approx 1/3$, что свидетельствует о том, что условия там близки к ЛТР. Распределение плотности лучистой энергии E на момент достижения стационарного состояния близко к сферически-симметричному, за исключением самых центральных областей. Диффузия теплового излучения эффективно перераспределяет энергию, а ее радиальный градиент в глобальном масштабе соответствует закону $cE \propto L / (4\pi r^2)$. В распределении температуры отчетливо выделяются две области: оболочка и внут-

ренность диска. Температура в диске существенно ниже температуры в оболочке. Распределение температуры в оболочке близко к сферически-симметричному. Внутри диска присутствует радиальный градиент температуры, в то время как вертикальный градиент не выражен.

3.2. Сравнение результатов расчетов по методу FLD с результатами других методов

Естественным является вопрос насколько тепловая структура, вычисляемая в рамках представленной модели, согласуется с результатами других методов. Для ответа на него рассмотрим сравнение стационарных решений с двумя другими расчетами. В качестве эталонного был использован расчет с помощью программного комплекса NATALY, описанного в статье [22]. В основе NATALY лежит метод ускоренных Λ -итераций со случайным выбором лучей для вычисления средней интенсивности излучения. В NATALY используются коэффициенты поглощения и рассеяния, зависящие от частоты, т. е. исходные функции κ_v^{abs} и κ_v^{sca} . Достоинством кода NATALY является то, что он обеспечивает решение исходных уравнений переноса излучения без использования каких-либо физических приближений. Точность алгоритма NATALY контролируется условием сходимости Λ -итераций и шумом, связанным со случайным выбором лучей. Однако код NATALY ориентирован только на решение стационарных задач и является относительно медленным. Отметим также, что эталонное решение, полученное NATALY, было верифицировано путем успешного сравнения с результатами моделирования широко известным кодом RADMC-3D³ [23].

Для дальнейшего обсуждения также выбран нестационарный метод расчета на основе приближения Эддингтона, использованный в работе [14]. Как было отмечено, этот метод реализуется в рамках описанного выше алгоритма при фиксировании значения $\lambda = 1/3$. Для обозначения этого метода будем использовать аббревиатуру EDD³.

На рис. 5 для моделей M1, M2 и M3 приведены распределения температуры, полученные методами FLD³, NATALY и EDD³, вдоль полярной оси, вдоль радиального направления $\theta = 75^\circ$ относительно полярной оси, вдоль экваториальной плоскости диска и вдоль вертикального направления на расстоянии $R = 10 \text{ а.е.}$ от звезды. Распределения, полученные в рамках методов FLD³ и EDD³ соответствуют моменту 10^4 лет, при котором наблюдается стационар.

³ <https://www.ita.uni-heidelberg.de/dullemond/software/radmc-3d/index.php>

Для случая M1 результаты моделирования с помощью метода FLD^S хорошо согласуются с результатами, полученными кодом NATALY для всех областей диска. Отметим, что на распределениях, полученных кодом NATALY, присутствуют мелкомасштабные пики, что связано со случайным конечным набором

лучей интегрирования уравнения переноса излучения для каждой ячейки. Сравнительно сильные пики проявляются, если в набор лучей попадает направление на локализованную горячую область. Данный шум можно уменьшить повышением числа лучей. Распределение температуры в экваториальной плос-

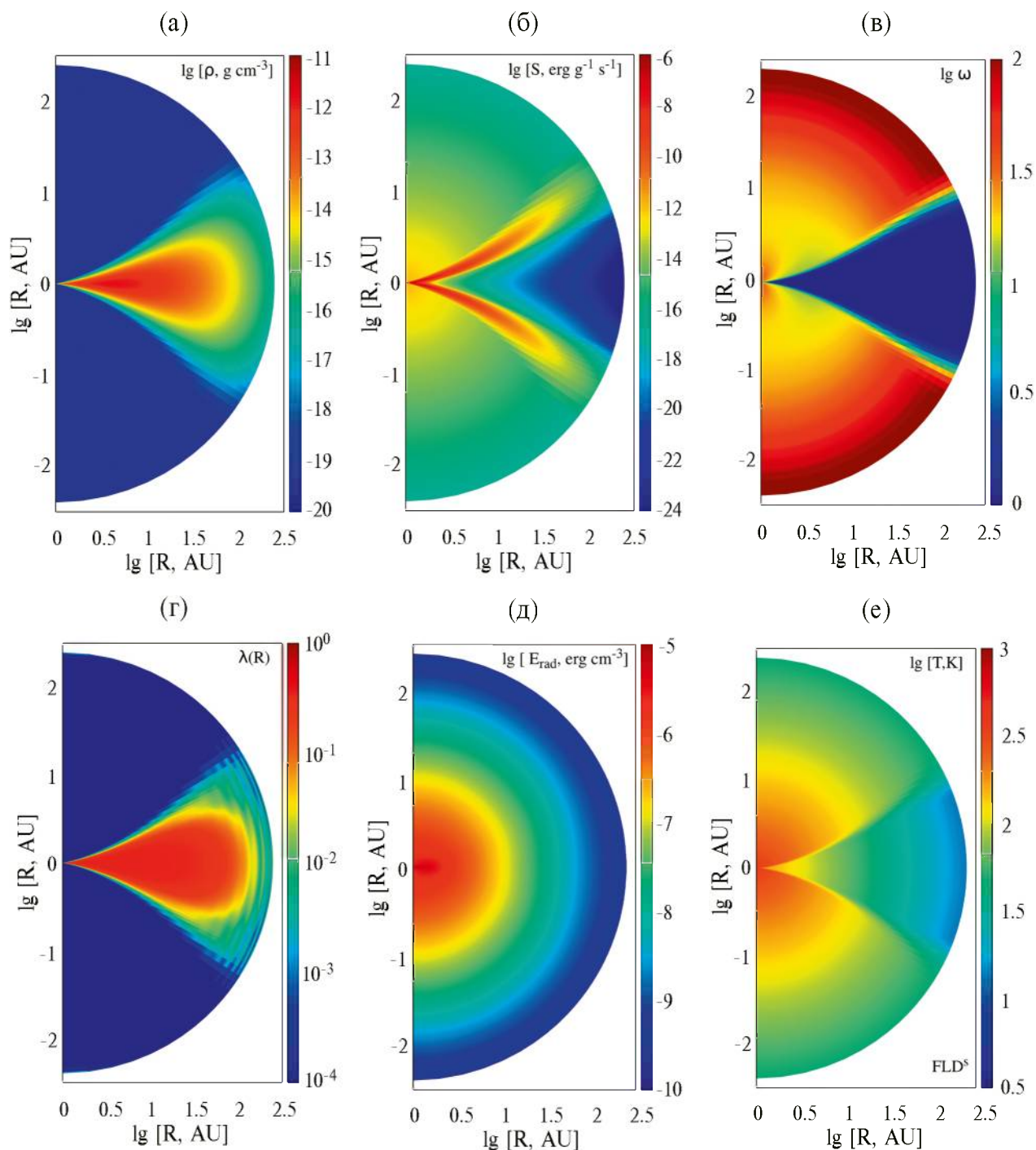


Рис. 4. Результаты расчетов стационарной тепловой структуры с использованием метода FLD^S для модели M3. На панелях показаны распределения плотности, мощности нагрева звездным излучением, альбедо, ограничителя потока, плотности лучистой энергии, температуры.

кости, полученное с помощью метода EDD^s для M1, лежит значительно ниже эталонного и выходит на плато $T = 14$ K за пределами 30 а. е., что не согласуется с морфологией эталонного распределения. Очевидно, что диффузия излучения в рамках эддингтоновского приближения слишком быстро выводит энергию из среды, приводя к нереалистично низкой температуре.

Для модели M2 между результатами FLD^s и NATALY появляются различия в экваториальных температурах за радиусом 30 а. е. В эталонном расчете рассеяние звездного излучения в атмосфере диска приводит к дополнительному нагреву внутренности диска рассеянным излучением. Этот эффект не описывается уравнением (8), поэтому тем-

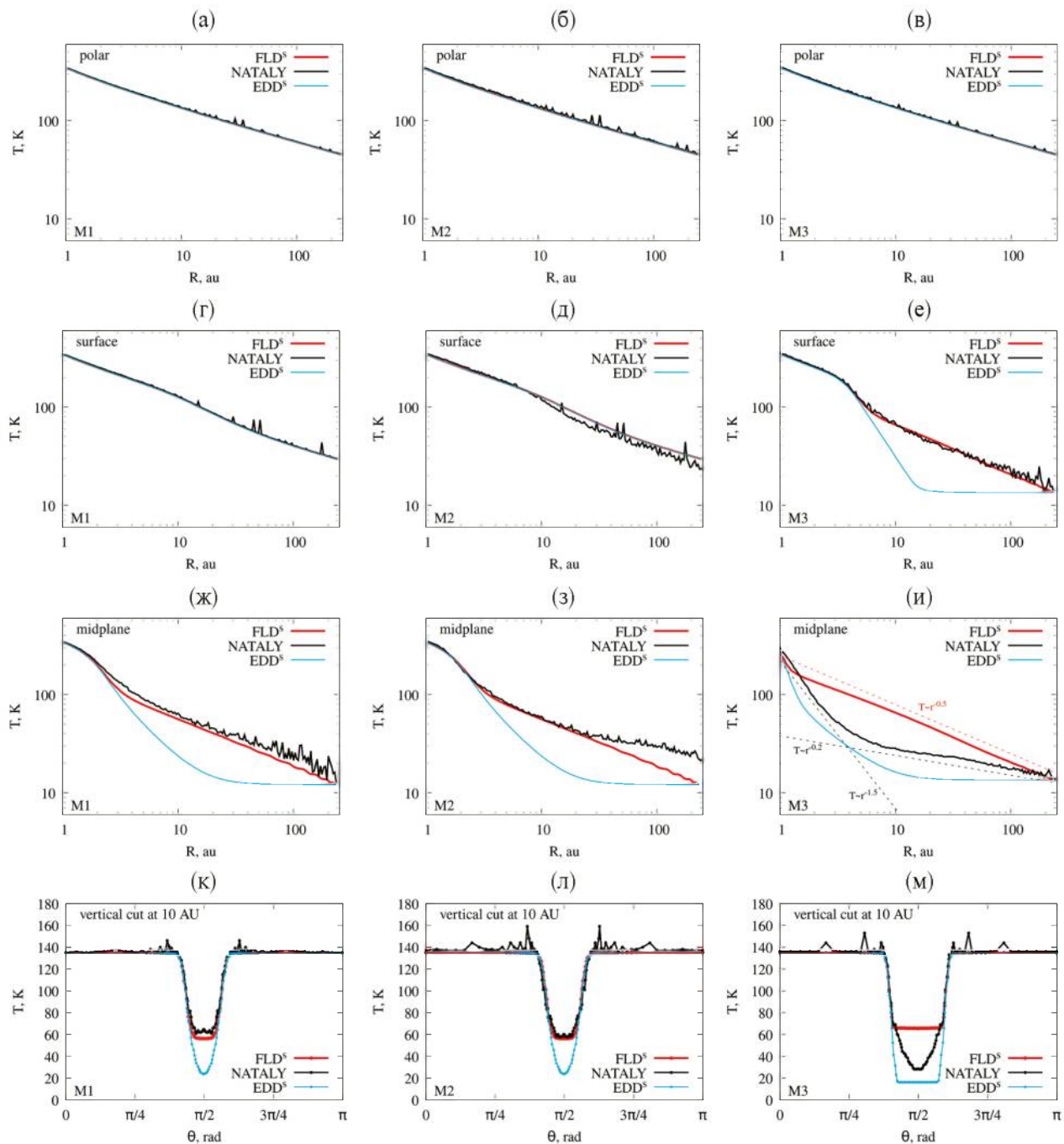


Рис. 5. Распределения температуры вдоль полярной оси (верхний ряд), вдоль радиального направления $\theta = 75^\circ$ относительно полярной оси (второй ряд), вдоль экваториальной плоскости диска (третий ряд) и вдоль вертикального направления на расстоянии $R = 10$ а. е. от звезды (последний ряд). В левом, среднем и правом столбцах представлены результаты для моделей M1, M2 и M3 соответственно.

пература в методе FLD^S получается ниже эталонной в экваториальной плоскости диска.

Для модели M3 все три метода обеспечивают одинаковое распределение температуры в оптически тонкой оболочке. Этот результат является закономерным, поскольку нагрев этой области обеспечивается прямым звездным излучением и во всех трех подходах рассчитывается единообразно, т. е. непосредственно путем интегрирования уравнения переноса излучения от звезды. В то же время охлаждение в оболочке происходит путем высвечивания теплового излучения в оптически тонком режиме, при котором детали его переноса не важны. Однако, в самом диске наблюдаются существенные отличия между температурами, полученными тремя методами. Видно, что метод EDD^S не воспроизводит профиль температуры ни вдоль направления $\theta = 75^\circ$, ни вдоль экваториальной плоскости. В то же время метод FLD^S корректно описывает распределение температуры в приповерхностных слоях (вдоль направления $\theta = 75^\circ$), но не воспроизводит эталонный профиль экваториальной температуры. Наклон профиля экваториальной температуры $T \propto r^p$ для FLD^S близок к показателю степени $p = -0.5$, в то время как эталонный профиль NATALY имеет показатель $p \approx -1.5$ внутри 4 а. е. и $p \approx -0.2$ за 4 а. е.

На рис. 6 отдельно показаны двумерные распределения температуры, полученные рассматриваемыми методами для модели M3. Из рис. 6 видно, что в эталонном распределении внутри диска присутствует вертикальный градиент температуры, который не воспроизводится методом FLD^S . Это может показаться странным, ведь метод FLD известен тем, что асимптотически верно описывает перенос излучения в оптически толстых и оптически тонких средах. Причина несоответствия результатов в том, что метод FLD все же является диффузионным по своей природе и не обеспечивает сохранение информации о геометрии поля излучения в многомерных анизотропных задачах [24].

Отметим, что благодаря прогрессу в области наблюдений протопланетных дисков, связанным прежде всего с работой интерферометра ALMA, стало возможным получать достаточно детальную информацию о тепловой структуре протопланетных дисков (см., напр., [25, 26, 27, 28]). Однако, несмотря на близкие количественные оценки температур, параметры законов распределения температуры в работах различных авторов пока не полностью согласуются друг с другом. Так, в статье [27] на основе анализа спектральных карт излучения CO от протопланетного диска HD 163296 восстановлена экваториальная температура

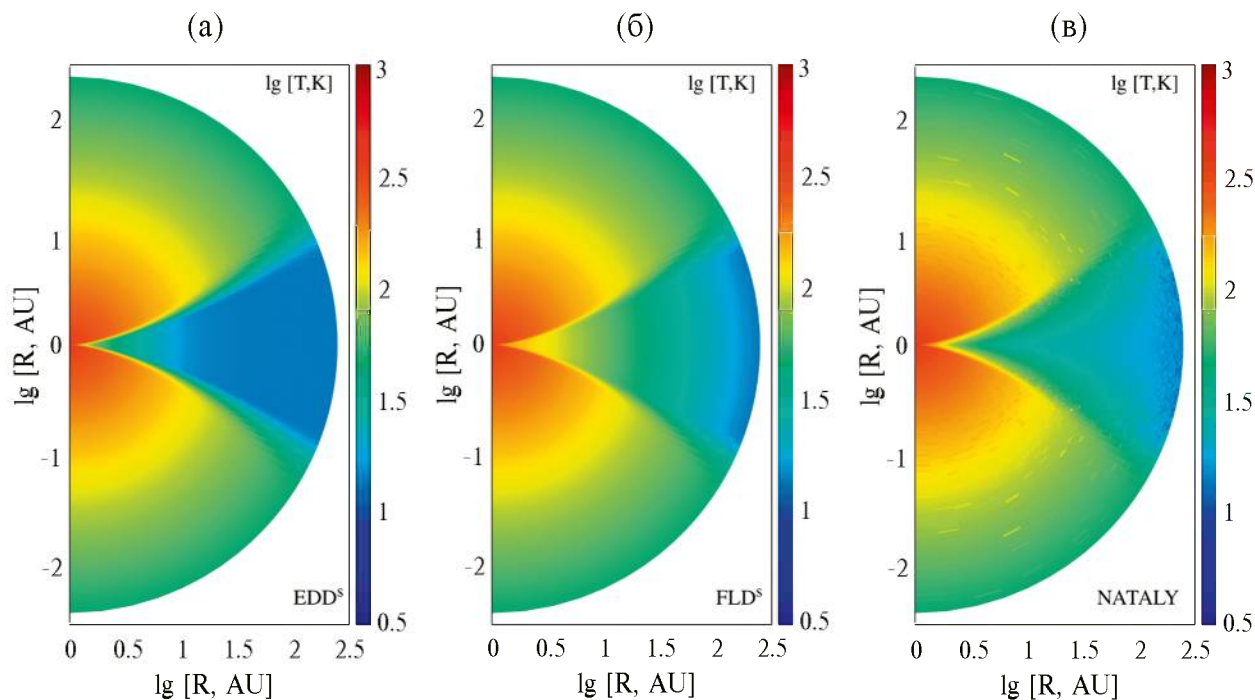


Рис. 6. Результаты моделирования тепловой структуры диска для расчета модели M3 на основе приближения Эддингтона EDD^S (слева), FLD-приближения FLD^S (средняя панель) и с помощью кода NATALY (справа).

$T \approx 21.8 \times (r / 150 \text{ а. е.})^{-0.278}$ К во внешних областях диска ($r > 50$ а. е.), в то время как в работе [28] получен закон $T \approx 18.7 \times (r / 400 \text{ а. е.})^{-0.14}$ К. Тем не менее, получаемые при наблюдениях оценки температур уже накладывают существенные требования на точность используемых для расчетов тепловой структуры методов.

3.3. Релаксация к стационарному состоянию

Рассмотрим процесс релаксации распределения температуры к стационарному состоянию из начального состояния с однородной температурой 2.73 К. На рис. 7 приведена эволюция распределения температуры в экваториальной плоскости диска для модели M3 на базе метода FLD^S.

Видно, что для рассмотренной модели быстрее к тепловому равновесию приходят внутренние области диска. Внешний край диска достигает стационара за $t \approx 500$ лет. Сравним эту картину с теоретическими оценками. В работе [29] приведен вывод функции охлаждения диска Λ_{IR} за счет высвечивания теплового излучения в вертикальном направлении:

$$\Lambda_{\text{IR}} = \frac{4\tau_{\text{P}} \sigma_{\text{SB}} T_{\text{mid}}^4}{1 + 2\tau_{\text{P}} \left(1 + \frac{3}{4}\tau_{\text{R}}\right)}, \quad (21)$$

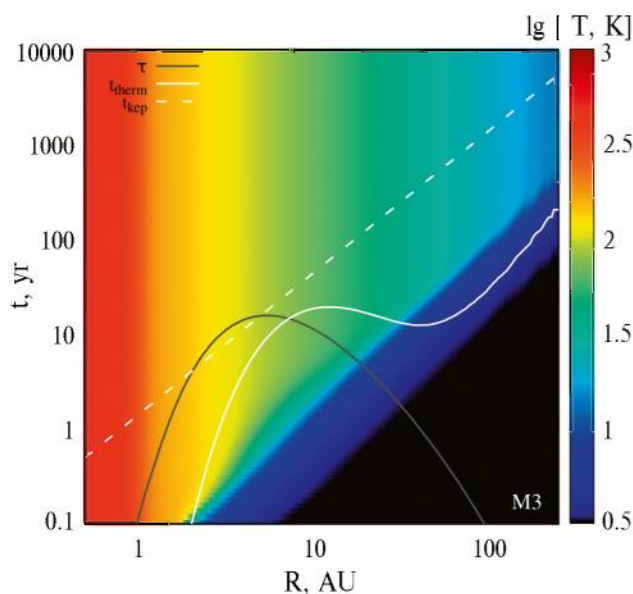


Рис. 7. Эволюция распределения температуры в экваториальной плоскости диска в расчете для модели M3 с помощью метода FLD^S. Распределение оптической толщины $\tau(r)$ показано серой линией. Радиальные зависимости характерного теплового $t_{\text{therm}}(r)$ и динамического $t_{\text{dyn}}(r)$ времен показаны сплошной белой и штриховой белой линиями соответственно.

где τ_{P} и τ_{R} — планковская и росселандовская оптические толщины диска в вертикальном направлении, T_{mid} — экваториальная температура, σ_{SB} — постоянная Стефана-Больцмана. Характерное тепловое время t_{therm} можно получить, рассматривая уравнение для охлаждения диска: $c_v \sum \frac{dT}{dt} = -\Lambda_{\text{IR}}$, где c_v — удельная теплоемкость. Переходя к алгебраическому аналогу этого уравнения, можно получить:

$$t_{\text{therm}} = \frac{c_v}{4\kappa_{\text{P}} \sigma_{\text{SB}} T^3} \left(1 + 2\tau + \frac{3}{2}\tau^2\right), \quad (22)$$

где было учтено, что $\tau_{\text{R}} \approx \tau_{\text{P}} \equiv \tau = \Sigma \kappa_{\text{P}}$.

На рис. 7 приведены графики $\tau(R)$ и $t_{\text{therm}}(R)$, полученные с использованием финального (стационарного) распределения температуры. Максимальная оптическая толщина диска к собственному тепловому излучению составляет $\tau \approx 20$ и достигается на $r = 6$ а. е. Диск становится оптически тонким за пределами 50 а. е. Профиль характерного времени $t_{\text{therm}}(R)$ имеет локальный максимум в районе 10 а. е., а после 50 а. е. монотонно возрастает. С учетом того, что формула (22) получена без учета диффузии излучения в радиальном направлении, можно утверждать, что в целом характерная тепловая шкала эволюции диска в рамках FLD моделирования согласуется с аналитическими оценками.

На рис. 7 приведена также зависимость орбитального периода от расстояния (характерное динамическое время). Видно, что для данных параметров диска характерное тепловое время значительно короче динамического для всех областей, за исключением окрестности 10 а. е., где эти времена сопоставимы. Поэтому для расчета динамики такого диска стационарное приближение для тепловой модели может быть оправдано. Отметим, однако, что тепловое время пропорционально квадрату поверхностной плотности (см. уравнение (22)), поэтому для более массивного диска характерные тепловые времена могут уже превышать динамические, что делает востребованным использование нестационарных тепловых моделей. Нестационарная тепловая модель необходима также для моделирования реакции диска на вспышечные (аккреционные) явления, когда продолжительность вспышки короче динамического времени для внешних областей диска.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье подробно описан метод FLD^S для расчета тепловой структуры протопланетного диска в нестационарных задачах с аксиальной симметрией. В его основе лежит разделение поля излучения на звездное и собственное излучение диска — тепловое. Нагрев звездным излучением рассчитывается прямым методом трассировки, а для описания теплового излучения используется диффузионное приближение с ограничителем потока (реализация метода FLD). Неявная конечно-разностная схема для уравнения диффузии теплового излучения приводит к системе линейных алгебраических уравнений, для решения которой в работе предложен модифицированный метод Гаусса, позволяющий в десятки раз ускорить обращение исходной матрицы СЛАУ. Основным приложением тепловой модели представляется ее использование в гидродинамических моделях эволюции протопланетных дисков, а также для расчета тепловой эволюции (отклика) диска при вспышках аккреции.

Результаты сравнения стационарных распределений температуры, полученных методом FLD^S и методом ускоренных Λ -итераций (используемым в качестве эталона) для параметров диска EX Lup, показали, что метод FLD^S корректно воспроизводит температуру в верхних и приповерхностных слоях диска, но завышает температуру в экваториальной плоскости диска (в 1.5–2 раза для модели EX Lup). Также необходимо отметить, что в рамках метода FLD^S распределение температуры в толще диска (т. е. в оптически толстой к звездному излучению области) близко к изотермическому в вертикальном направлении, что не согласуется с результатами более точных методов. Эти особенности необходимо учитывать при моделировании конкретных физических процессов в диске с помощью приближения FLD^S . В случае, если эти особенности критичны для рассматриваемой задачи, необходимо использовать более точные методы, такие как метод переменного тензора Эддингтона (см., напр., [24]) или метод M1 замыкания моментов (см., напр., [30]). В статье также продемонстрировано, что тепловая структура диска при использовании метода FLD^S эволюционирует в соответствии с аналитическими оценками для характерного теплового времени, что принципиально важно для нестационарных задач.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №22-72-10029⁴.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен рецензенту за ценные замечания и предложения по улучшению статьи, а также В.В. Акимкину и Л.Н. Цвикки за помощь в тестировании и сравнении методов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *P. J. Armitage*, arXiv:1509.06382 [astro-ph.SR] (2015).
2. *G. Lesur, M. Flock, B. Ercolano, M. Lin, et al.*, in *Protostars and Planets VII*, Proc. of a conference held 10–15 April 2023 at Kyoto, Japan; edited by S. Inutsuka, Y. Aikawa, T. Muto, K. Tomida, and M. Tamura, ASP Conf. Ser. 534, 465 (2023).
3. *P. D'Alessio, J. Canto, N. Calvet, and S. Lizano*, 500(1), 411 (1998), arXiv:astro-ph/9806060.
4. *S. A. Balbus and J. F. Hawley*, Rev. Modern Physics 70(1), 1 (1998).
5. *A. M. Skliarevskii, Ya. N. Pavlyuchenkov, and E. I. Vorobyov*, Astron. Rep. 65(3), 170 (2021), arXiv:2104.10787 [astro-ph.EP].
6. *K. Kratter and G. Lodato*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 54, 271 (2016), arXiv:1603.01280 [astro-ph.SR].
7. *P. Woitke, I. Kamp, and W. F. Thi*, Astron. and Astrophys. 501(1), 383 (2009), arXiv:0904.0334 [astro-ph.EP].
8. *R. Teyssier and B. Commerçon*, Frontiers in Astron. and Space Sci. 6, id. 51 (2019), arXiv:1907.08542 [astro-ph.IM].
9. *R. Wünsch*, Frontiers in Astron. and Space Sci. 11, id. 1346812 (2024), arXiv:2403.05410 [astro-ph.IM].
10. *C. D. Levermore and G. C. Pomraning*, 248(1), 321 (1981).
11. *W. Kley, B. Bitsch, and H. Klahr*, Astron. and Astrophys. 506(2), 971 (2009), arXiv:0908.1863 [astro-ph.EP].
12. *R. Kuiper, H. W. Yorke, and N. J. Turner*, 800(2), id. 86 (2015), arXiv:1412.6528 [astro-ph.SR].
13. *Y.-N. Lee, S. Charnoz, and P. Hennebelle*, Astron. and Astrophys. 648, id. A101 (2021), arXiv:2102.07963 [astro-ph.EP].
14. *Y. N. Pavlyuchenkov, L. A. Maksimova, and V. V. Akimkin*, Astron. Rep. 66(9), 800 (2022), arXiv:2211.04896 [astro-ph.EP].
15. *R. Kuiper, H. Klahr, C. Dullemond, W. Kley, and T. Henning*, Astron. and Astrophys. 511, id. A81 (2010), arXiv:1001.3301 [astro-ph.SR].

⁴ <https://rscf.ru/project/22-72-10029/>

16. *M. Flock, S. Fromang, M. González, and B. Commerçon*, *Astron. and Astrophys.* 560, id. A43 (2013), arXiv:1310.5865 [astro-ph.EP].
17. *J. S. Mathis, W. Rumpl, and K. H. Nordsieck*, 217, 425 (1977).
18. *L. Testi, T. Birnstiel, L. Ricci, S. Andrews, et al.*, in *Protostars and Planets VI*, edited by H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, and T. Henning (Tucson: University of Arizona Press, 2014), pp. 339, arXiv:1402.1354 [astro-ph.SR].
19. *S. M. Andrews*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 58, 483 (2020), arXiv:2001.05007 [astro-ph.EP].
20. *Y. Saad and M. H. Schultz*, *SIAM J. Sci. and Stat. Comp.* 7(3), 856 (1986). [://doi.org/10.1137/0907058](https://doi.org/10.1137/0907058).
21. *Á. Kóspál, P. Ábrahám, T. Csengeri, U. Gorti, et al.*, *Astrophys. J. Letters* 821(1), id. L4 (2016), arXiv:1603.02855 [astro-ph.SR].
22. *Y. N. Pavlyuchenkov, D. S. Wiebe, V. V. Akimkin, M. S. Khramtsova, and T. Henning*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 421(3), 2430 (2012), arXiv:1201.0642 [astro-ph.GA].
23. *C. P. Dullemond, A. Juhasz, A. Pohl, F. Sereshti, R. Shetty, T. Peters, B. Commerçon, and M. Flock*, *RADM3D: A multi-purpose radiative transfer tool*, *Astrophysics Source Code Library*, record ascl:1202.015 (2012).
24. *J. C. Hayes and M. L. Norman*, *Astrophys. J. Supp.* 147(1), 197 (2003), arXiv:astro-ph/0207260.
25. *K. M. Flaherty, A. M. Hughes, K. A. Rosenfeld, S. M. Andrews, E. Chiang, J. B. Simon, S. Kerzner, and D. J. Wilner*, *Astrophys. J.* 813(2), id. 99 (2015), arXiv:1510.01375 [astro-ph.SR].
26. *C. Pinte, F. Ménard, G. Duchêne, T. Hill, et al.*, *Astron. and Astrophys.* 609, id. A47 (2018), arXiv:1710.06450 [astro-ph.SR].
27. *A. Isella, J. Huang, S. M. Andrews, C. P. Dullemond, et al.*, *Astrophys. J. Letters* 869(2), id. L49 (2018), arXiv:1812.04047 [astro-ph.SR].
28. *C. P. Dullemond, A. Isella, S. M. Andrews, I. Skobleva, and N. Dzyurkevich*, *Astron. and Astrophys.* 633, id. A137 (2020), arXiv:1911.12434 [astro-ph.EP].
29. *Y. N. Pavlyuchenkov, V. V. Akimkin, A. P. Topchieva, and E. I. Vorobyov*, *Astron. Rep.* 67(5), 470 (2023), arXiv:2307.15544 [astro-ph.EP].
30. *J. D. Melon Fuksman, H. Klahr, M. Flock, and A. Mignone*, 906(2), id. 78 (2021), arXiv:2005.01785 [astro-ph.EP].

DETAILS OF MODELLING THE NON-STATIONARY THERMAL STRUCTURE OF AN AXIALLY SYMMETRIC PROTOPLANETARY DISK

Ya. N. Pavlyuchenkov^{1,*}

¹*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

*E-mail: pavyar@inasan.ru

The paper provides a model for simulating the non-stationary thermal structure of protoplanetary disk in axial symmetry. The model is based on the widely used approach of splitting the radiation field into stellar and intrinsic thermal radiation of the medium. The heating by stellar radiation is calculated by the ray tracing method, while the well-known diffusion approximation with a flux limiter (FLD approach) is used to treat the thermal radiation. To solve the resulting system of linear equations, a modification to Gauss method is proposed, which allows to speed up the calculations by a factor of ten compared to the widely adopted GMRES method. This model has been used to calculate the steady-state thermal structure of two disks, including those with the parameters of the EX Lup system. A detailed analysis of the simulation results has been performed. Comparison with the results of more accurate methods has allowed to identify the main shortcomings of the model related to the ignoring of light scattering and to the diffusion nature of the FLD approximation. It is shown that the disk thermal structure calculated with the FLD approximation evolves according to analytical estimates of the characteristic thermal time.

Keywords: protoplanetary disks, radiative transfer, numerical simulations

ИЗМЕНЕНИЯ ОРБИТАЛЬНЫХ ПЕРИОДОВ ЗАТМЕННО-ДВОЙНЫХ СИСТЕМ δ LIB И SX LYN

© 2024 г. А. И. Халиуллина^{1,*}

¹Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга МГУ, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 29.05.2024 г.

После доработки 14.08.2024 г.

Принята в печать 15.08.2024 г.

Проведен анализ изменений орбитального периода затменно-двойных систем δ Lib и SX Lyn. Показано, что изменения периодов этих систем с практически одинаковой точностью можно представить или суперпозицией векового уменьшения периода и циклических изменений, или только циклическими изменениями. Циклические изменения периода δ Lib в обоих случаях могут быть следствием присутствия третьего тела в системе. В случае квадратичного представления они могут быть также следствием магнитной активности вторичного компонента. Для SX Lyn выявлена суперпозиция двух циклических изменений как для линейного, так и для квадратичного представления. Циклические изменения периода с меньшим периодом в обоих случаях могут быть следствием присутствия третьего тела в системе. Циклические изменения периода с большим периодом могут быть следствием магнитной активности вторичного компонента. Вековое уменьшение периода в обеих системах может быть следствием потери углового момента за счет магнитного торможения.

Ключевые слова: двойные звезды, затменные звезды, отдельные — δ Lib, SX Lyn

DOI: 10.31857/S0004629924110033 **EDN:** JLJWRM

1. ВВЕДЕНИЕ

Звезда δ Lib (BD — 07 3938, HD 132742, $V_{\max} = 4.91^m$, $P = 2.3273^d$) была открыта как затменно-переменная Шмидтом [1]. Первая фотоэлектрическая кривая блеска была приведена в работе Стеббинса [2]. Кох [3] получил полные широкополосные кривые блеска в фотометрической системе UBV. Подробный анализ кривых блеска δ Lib был проведен в работе [4], в которой к наблюдениям Коха были добавлены наблюдения в фильтрах J, H и K. В работе [5] все имеющиеся к тому времени кривые блеска были решены тремя программами. Звезда δ Lib много раз наблюдалась спектроскопически, однако долгое время удавалось получить кривую лучевых скоростей только для одного компонента. Впервые лучевые скорости вторичного компонента получил Томкин [6]. Построив полную кривую лучевых скоростей, он определил отношение масс компонентов и массу каждого компонента. Впоследствии эти значения уточнялись с помощью новых наблюдений и методов. Наиболее современные решения кривых блеска и лучевых скоростей получены в работе [7], где были собраны фотометрические наблюдения δ Lib из разных источников и получено решение кривой блеска с учетом спектроскопического отношения масс, полученного

в этой же работе, а также определены абсолютные параметры компонентов. В разных работах спектральный класс главного компонента определялся в диапазоне от B9.5V до A0V, спектральный класс вторичного компонента — от раннего G до K2IV.

При наблюдении лучевых скоростей было обнаружено, что γ -скорость меняется, что может быть следствием присутствия в системе третьего тела или других причин (например, эффекта Росситера-Маклафлина). Гипотеза присутствия в системе третьего тела была подробно рассмотрена в работе [8], затем она проверялась в работе [5]. Период движения двойной системы в долгопериодической орбите, определенный в этих работах, составляет около 3-х лет. В работе [7] была пересмотрена возможность присутствия в системе третьего тела и не было найдено этому подтверждения. Моменты минимумов, имевшиеся до 2018 г., показывали только монотонное увеличение периода.

Переменность звезды SX Lyn (GSC 3799.02033, $V = 10.0^m$, $P = 2.02247^d$) открыл Киппенхан [9]. В работе [10] из фотографических наблюдений были найдены эфемериды и построена кривая блеска, из которой следовало, что это затменная переменная типа Алголя. Из наблюдений с объективной призмой

Гетц и Венцель [11] определили спектральный класс системы как A2, а МакДональд [12] — как F0. Для этой системы нет решения кривой блеска, имеются только приближенные фотометрические и абсолютные элементы, приведенные в каталоге [13]. Для SX Lup имеется довольно много наблюдений моментов минимумов, из которых следует, что период системы меняется, однако исследований изменений периода этой системы до настоящего времени не было проведено.

2. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА δ LIB

Для исследования изменений периода затменно-двойной системы δ Lib были использованы моменты минимумов из базы данных В. R. N. O. [14]. Всего имеется 179 моментов главного минимума: 160 визуальных, 3 фотографических и 16 из фотоэлектрических и ПЗС наблюдений и 3 момента вторичного минимума.

На рис. 1 приведены разности $(O - C)_1$ между наблюдаемыми (O) моментами минимумов δ Lib и вычисленными (C) с линейными элементами, полученными методом наименьших квадратов с использованием всех имеющихся моментов главного минимума:

$$\begin{aligned} \text{HJD}(\text{Min I}) = 2442960.6953(15) + \\ + 2.3273533(3)^d \times T, \end{aligned} \quad (1)$$

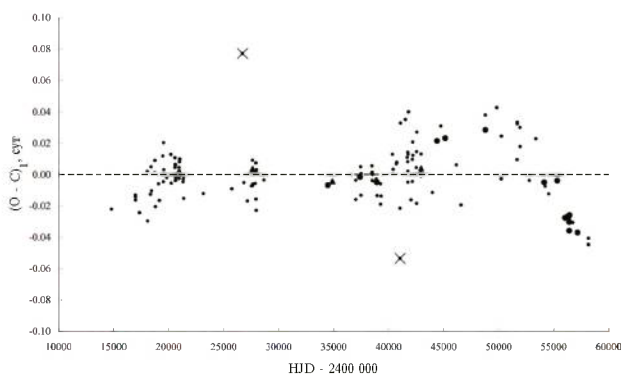


Рис. 1. Разности $(O - C)_1$ между наблюдаемыми моментами минимумов δ Lib и вычисленными с линейными элементами (1). Фотографические наблюдения представлены в виде треугольников, визуальные — маленькими точками, фотоэлектрические и ПЗС — большими точками. Крестиками помечены точки, которые не использовались при анализе изменений периода.

где T — эпоха наблюдения. На этом рисунке фотоэлектрические и ПЗС наблюдения представлены большими точками, визуальные — маленькими точками и фотографические — треугольниками. Далее в анализе изменений периода не использовались две сильно отклоняющиеся визуальные точки: $\text{JD} = 2426720.501$ и $\text{JD} = 2441038.248$ (на рис. 1 помечены крестиками). Были рассмотрены два варианта представления изменений периода δ Lib: с линейными и с квадратичными элементами.

2.1. Линейные элементы + LTE

Так как изменения орбитального периода δ Lib имеют не монотонный характер, они были представлены в виде:

$$\begin{aligned} \text{HJD}(\text{Min I}) = 2442960.7240(1) + 2.3273488(1)^d \times \\ \times T + \frac{a_3 \sin i_3}{c} (1 - e_3 \cos E) \sin(v + w_3), \end{aligned} \quad (2)$$

где последний член — световое уравнение [15], описывающее циклическое изменение периода из-за движения звезды вокруг центра масс с предполагаемым третьим телом (далее LTE = light time effect). В выражении для светового уравнения использованы следующие обозначения: v и E — истинная и эксцентрическая аномалии, соответственно, a_3 — большая полуось, i_3 — наклонность, e_3 — эксцентриситет и ω_3 — долгота периастра орбиты затменной системы относительно центра масс тройной системы, c — скорость света. Параметры светового уравнения определялись методом перебора в области их возможных значений. Одновременно (тоже перебором) уточнялись линейные элементы. Затем при фиксированных линейных элементах параметры светового уравнения уточнялись методом дифференциальных поправок [16]. Одновременно вычислялись ошибки определения параметров. Полученные нами значения параметров светового уравнения приведены в табл. 1. В таблице использованы следующие обозначения: P_3 — период обращения затменно-двойной системы вокруг центра масс тройной системы, JD_3 — момент прохождения через периастр, $A_3 = (a_3 \sin i_3)/c$.

На рис. 2 приведены разности $(O - C)_{11}$ между наблюдаемыми моментами минимумов δ Lib и вычисленными с линейными элементами (2). Сплошной линией показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1. В нижней части рисунка приведены значения $(O - C)_{12}$, полученные вычитанием из $(O - C)_{11}$ теоретической кривой для светового уравнения.

Таблица 1. Параметры гипотетической долгопериодической орбиты в δ Lib для представления с линейными элементами.

Параметр	Значение
P_3	(78450 ± 790) сут = (215 ± 2) лет
A_3	(0.055 ± 0.003) сут
e_3	0.83 ± 0.02
ω	$127^\circ \pm 4^\circ$
JD_3	$2\,452\,100 \pm 380$
$a_3 \sin i_3$	$(1.42 \pm 0.08) \times 10^9$ км = (9.5 ± 0.5) а. е.

2.2. Квадратичные элементы + LTE

Поскольку разности $(O - C)_1$, полученные с использованием линейной зависимости, имеют значимые систематические отклонения (см. рис. 1), а в литературе имеются сообщения о возможном вековом увеличении периода, моменты минимумов δ Lib были представлены суммой квадратичных элементов и светового уравнения:

$$HJD(\text{Min I}) = 2442960.7237(1) + 2.3273439(1)^d \times \times T - 1.53(1)^d \times 10^{-9} \times T^2 + LTE. \quad (3)$$

Параметры светового уравнения определялись так же, как в предыдущем случае, они приведены в табл. 2. Отметим, что вместо подозреваемого ранее векового увеличения периода наблюдается

Таблица 2. Параметры гипотетической долгопериодической орбиты в δ Lib для представления с квадратичными элементами.

Параметр	Значение
P_3	(43000 ± 650) сут = (117.7 ± 1.8) лет
A_3	(0.052 ± 0.001) сут
e_3	0.0
ω	0.0
JD_3	$2\,440\,100 \pm 190$
$a_3 \sin i_3$	$(1.35 \pm 0.02) \times 10^9$ км = (9.0 ± 0.2) а. е.

его уменьшение. На рис. 3 приведены разности $(O - C)_{21}$ между наблюдаемыми моментами минимумов δ Lib и вычисленными с линейными элементами из представления (3). Сплошной линией показана сумма теоретических кривых для параболы и светового уравнения с параметрами из табл. 2. В нижней части рис. 3 приведены значения $(O - C)_{22}$, полученные вычитанием из $(O - C)_{21}$ параболы и светового уравнения. Обозначения те же, что на рис. 1. На рис. 4 приведены разности $(O - C)_{23}$, полученные вычитанием из отклонений наблюдаемых моментов минимумов δ Lib от вычисленных с линейными элементами (3) теоретической кривой для параболы (3). Сплошной линией показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 2. Обозначения те же, что на рис. 1.

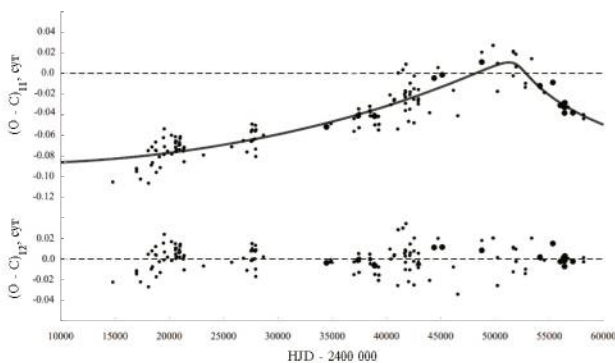


Рис. 2. Разности $(O - C)_{11}$ между наблюдаемыми моментами минимумов δ Lib и вычисленными с линейными элементами (2). Сплошной линией показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1. В нижней части рисунка приведены значения $(O - C)_{12}$, полученные вычитанием из $(O - C)_{11}$ теоретической кривой для светового уравнения. Обозначения те же, что на рис. 1.

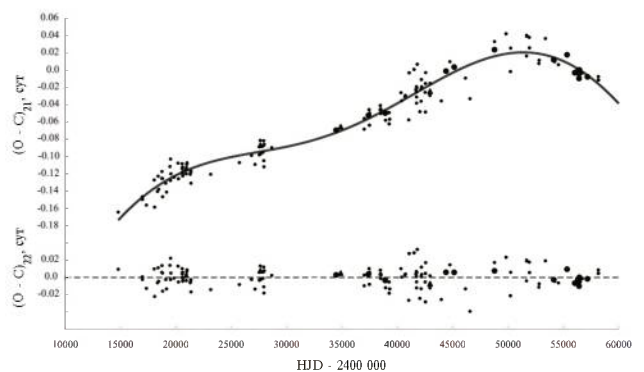


Рис. 3. Разности $(O - C)_{21}$ между наблюдаемыми моментами минимумов δ Lib и вычисленными с линейными элементами (3). Сплошная кривая — сумма теоретических кривых для параболы (3) и светового уравнения с параметрами из табл. 2. В нижней части рисунка приведены значения $(O - C)_{22}$, полученные вычитанием из $(O - C)_21$ параболы и светового уравнения. Обозначения те же, что на рис. 1.

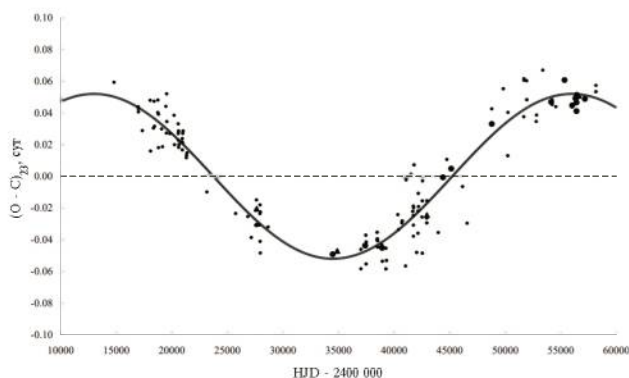


Рис. 4. Разности $(O - C)_{23}$, полученные вычитанием из отклонений $(O - C)_1$ наблюдаемых моментов минимумов δ Lib от вычисленных с линейными элементами (3) теоретической кривой для параболы (3). Сплошной линией показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 2. Обозначения те же, что на рис. 1.

3. ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ ИЗМЕНЕНИЙ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА δ LIB

3.1. Линейные элементы + LTE

Если циклические колебания периода представляют собой световое уравнение, то используя найденные нами параметры долгопериодической орбиты, приведенные в табл. 1, можно вычислить функцию масс тройной системы:

$$f(M_3) = \frac{4\pi^2 a_3^3 \sin^3 i_3}{G P_3^2} = \frac{M_3^3 \sin^3 i_3}{(M_1 + M_2 + M_3)^2} = 0.0188 M_\odot. \quad (4)$$

Используя значения масс компонентов затменно-двойной системы из [7]: $M_1 = 3.60 M_\odot$, $M_2 = 1.50 M_\odot$, получаем $M_3 \sin i_3 = 0.875 M_\odot$. Считая третий компонент звездой Главной последовательности, из соотношения масса-светимость в соответствующем диапазоне масс [17] найдем светимость третьего тела: $L_3 = 0.493 L_\odot$ и третий свет в блеске системы $l_3 = 0.003$, то есть слишком мал для обнаружения. В этом случае можно предположить присутствие дополнительного тела в системе. В то же время колебания вследствие магнитной активности маловероятны из-за большого периода и большого эксцентриситета.

3.2. Квадратичные элементы + LTE

Полученное нами представление изменений орбитального периода затменно-двойной системы

δ Lib в виде суперпозиции обратной параболы и светового уравнения хорошо согласуется с наблюдениями (рис. 3). Обратная парабола означает, что происходит вековое уменьшение периода. Его скорость вычисляется по формуле: $dP/dt = 2Q/P$, где Q — коэффициент при квадратичном члене в представлении моментов минимумов [18]. Для δ Lib получаем $Q = -1.53^d \times 10^{-9}$ и $dP/dt = -4.80 \times 10^{-7}$ сут/год. Вековое уменьшение периода может быть вызвано потерей углового момента системы вследствие магнитного торможения [19, 20].

Функция масс для этого случая $f(M_3) = 0.0529 M_\odot$ и $M_3 \sin i_3 = 1.29 M_\odot$. Соответственно светимость $L_3 = 3.0 L_\odot$ и третий свет в блеске системы должен быть не менее $l_3 = 0.02$. В работе [5] из решения кривых блеска была получена большая доля третьего света в блеске системы — до 19% в фотометрической системе H. В то же время в работе [7] третий свет вообще не был найден. В работе [4] авторы также отмечают, что результаты решения кривых блеска в ИК области не показывают заметной доли третьего света. Таким образом, вопрос о наличии третьего света в блеске δ Lib пока остается открытым. Нужны новые фотометрические наблюдения и решения кривых блеска.

В качестве альтернативы гипотезе о третьем теле может служить предположение, что наблюдаемые модуляции периода являются проявлением магнитной активности. Вторичный компонент в затменно-двойной системе δ Lib имеет достаточно поздний спектральный класс, чтобы иметь конвективную оболочку и, следовательно, магнитное поле. В работе [21] была предложена модель, в которой гравитационное квадрупольное взаимодействие обеспечивает механизм, посредством которого орбита реагирует на изменения внутренней структуры активной звезды. В этой модели амплитуда модуляций орбитального периода ΔP и амплитуда осцилляций $\Delta(O - C)$ на диаграмме $O - C$ связаны соотношением: $\Delta P/P_0 = 2\pi \Delta(O - C)/P_{\text{mod}}$. Принимая оценки масс компонентов и абсолютного радиуса вторичного компонента из [7] и используя последовательность формул, приведенную в [21], находим оценки величины переносимого (от ядра звезды к ее оболочке и обратно) углового момента ΔJ , количества энергии, необходимого для переноса углового момента во внешнюю часть звезды, ΔE , напряженности магнитного поля в активного компонента и изменений его светимости ΔL . Эти величины приведены в табл. 3. Оценки напряженности магнитного поля согласуются с данными о магнитных полях звезд с конвективными оболочками, которые должны быть порядка 10^3 Гаусс. Изменения светимости вторич-

Таблица 3. Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента δ Lib.

Величина	Значение
P_{mod}	43000 сут = 117.7 лет
ΔP	1.77×10^{-5} сут = 1.53 с
ΔJ	2.05×10^{48} г см ² /с
ΔE	6.09×10^{41} эрг
B	2.38×10^3 Гаусс
ΔL	5.15×10^{32} эрг/с = $0.13 L_{\odot} = 0.015 L_2$

ного компонента получаются небольшими. Кроме того, в работах [22, 23] было показано, что за счет использования большей скорости вращения звезды или более эффективного механизма превращения вращательной кинетической энергии в магнитную и обратно, затраты энергии и соответствующие изменения светимости могут быть заметно меньше, чем дают соотношения из работы [21], так что полученные по ним оценки следует считать верхним пределом. Следовательно, магнитная активность вторичного компонента вполне может быть причиной колебаний орбитального периода δ Lib.

4. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА SX LYN

Для исследования изменений периода затменно-двойной системы SX Lyn были использованы моменты минимумов из базы данных B. R. N. O. [14]. Всего имеется 124 момента главного минимума: 81 визуальный, 18 фотографических и 25 из фотоэлек-

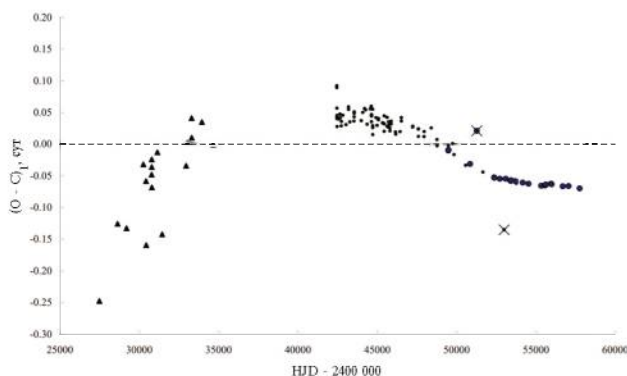

Рис. 5. Разности $(O - C)_I$ между наблюдаемыми (O) моментами минимумов SX Lyn и вычисленными (C) с линейными элементами (5). Обозначения те же, что на рис. 1. Крестиками помечены точки, которые не использовались при анализе изменений периода.

Таблица 4. Параметры гипотетических долгопериодических орбит в SX Lyn для представления с линейными элементами.

Параметр	Значение	
P_3	(32300 ± 300) сут = (88.4 ± 0.8) лет	(7800 ± 70) сут = (21.4 ± 0.2) лет
A_3	(0.160 ± 0.005) сут	(0.0114 ± 0.0008) сут
e_3	0.58 ± 0.03	0.53 ± 0.06
ω_3	$324^\circ \pm 2^\circ$	$159^\circ \pm 4^\circ$
JD_3	$2\,426\,700 \pm 240$	$2\,456\,950 \pm 70$
$a_3 \sin i_3$	$(4.14 \pm 0.13) \times 10^9$ км = (27.4 ± 0.9) а. е.	$(3.0 \pm 0.2) \times 10^8$ км = (1.97 ± 0.14) а. е.

трических и ПЗС наблюдений и 1 момент вторичного минимума.

На рис. 5 приведены разности $(O - C)_I$ между наблюдаемыми (O) моментами минимумов SX Lyn и вычисленными (C) с линейными элементами, полученными методом наименьших квадратов с использованием всех имеющихся моментов главного минимума:

$$\begin{aligned} \text{HJD (MinI)} = & 2445439.392(5) + \\ & + 2.0224929(14)^d \times T, \end{aligned} \quad (5)$$

где T — эпоха наблюдения. Обозначения на этом рисунке такие же, как на рис. 1. В анализе изменений периода не использовались две сильно отклоняющиеся точки: $JD = 2451274.305$ и $JD = 2452997.3127$. Как и в случае δ Lib, были рассмотрены два варианта представления изменений периода SX Lyn: с линейными и с квадратичными элементами.

4.1. Линейные элементы + LTE

Изменения орбитального периода SX Lyn были представлены в виде:

$$\begin{aligned} \text{HJD (Min I)} = & 2445439.315(1) + \\ & + 2.0225098(1)^d \times T + \text{LTE}. \end{aligned} \quad (6)$$

Параметры светового уравнения определялись так же, как в предыдущем случае, они приведены в первом столбце табл. 4. На рис. 6 приведены разности $(O - C)_{II}$ между наблюдаемыми моментами минимумов SX Lyn и вычисленными с линейными элементами из представления (6). Обозначения те же, что на рис. 1. Сплошная линия на этом ри-

сунке — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из первого столбца табл. 4. В нижней части рис. 6 приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (6). На этом рисунке видно, что самые последние наблюдения указывают на существование еще одной волны в изменениях периода. Поэтому наблюдения с $JD > 2445000$ были также представлены световым уравнением, при этом фотоэлектрическим и ПЗС наблюдениям был приписан вес 10. Элементы этого светового уравнения определялись так же, как в предыдущем случае, но при фиксации линейных элементов (6). На рис. 7 приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов теоретических, вычисленных по формуле (6), для наблюдений с $JD > 2445000$. Здесь маленькие точки — визуальные наблюдения, большие точки — фотоэлектрические и ПЗС. Сплошная линия на этом рисунке — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из второго столбца табл. 4. В нижней части рис. 7 приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (6), и второго светового уравнения. Визуальные точки показывают довольно большой разброс, однако не видно каких-либо систематических изменений.

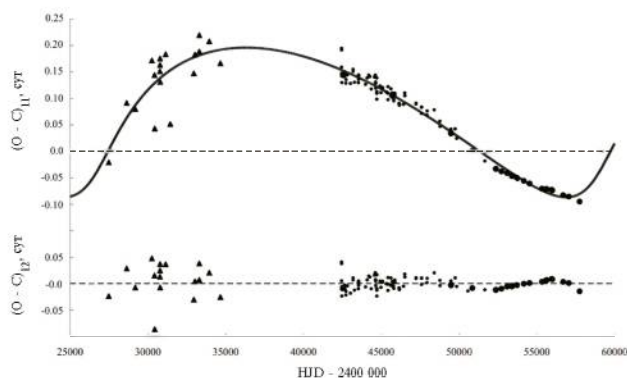


Рис. 6. Разности $(O - C)_{11}$ между наблюдаемыми моментами минимумов SX Lyr и вычисленными с линейными элементами из представления (6). Обозначения те же, что на рис. 1. Сплошная линия на этом рисунке — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из первого столбца табл. 4. В нижней части рисунка приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (6).

4.2. Квадратичные элементы + LTE

Изменения периода SX Lyr можно представить и квадратичной зависимостью, параметры которой также определялись методом наименьших квадратов:

$$HJD (\text{Min I}) = 2445439.428(3) + 2.0224852(8)^d \times T - 3.03(14)^d \times 10^{-9} \times T^2. \quad (7)$$

Остатки, полученные вычитанием из отклонений наблюдаемых моментов минимумов от теоретических, вычисленных по формуле (7), теоретической параболы с параметрами из представления (7) были представлены световым уравнением. Параметры светового уравнения определялись так же, как в предыдущем случае. Напомним, что при этом уточнялись и квадратичные элементы. В результате получается следующее представление для моментов минимумов:

$$HJD (\text{Min I}) = 2445439.5304(1) + 2.0224854(1)^d \times T - 5.56(1)^d \times 10^{-9} \times T^2 + LTE. \quad (8)$$

Параметры светового уравнения для этого случая приведены в табл. 5. На рис. 8 приведены разности $(O - C)_{21}$ между наблюдаемыми моментами минимумов SX Lyr и вычисленными с квадратичными элементами из представления (8). Обозначения те

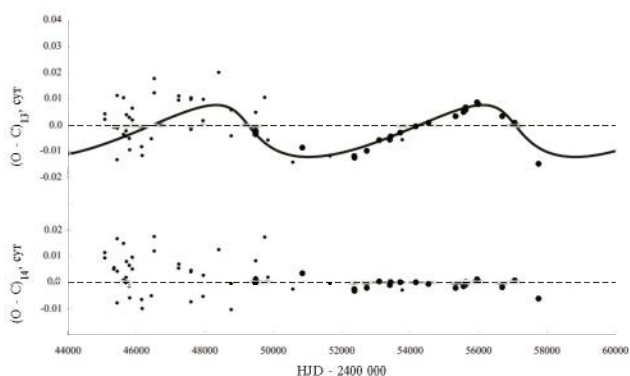


Рис. 7. Остатки $(O - C)_{13}$ после вычитания из наблюдаемых моментов теоретических, вычисленных по формуле (6), для наблюдений с $JD > 2445000$. Здесь маленькие точки — визуальные наблюдения, большие точки — фотоэлектрические и ПЗС. Сплошная линия на этом рисунке — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из второго столбца табл. 4. В нижней части рисунка приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (6), и второго светового уравнения.

Таблица 5. Параметры гипотетических долгопериодических орбит в SX Lyn для представления с квадратичными элементами.

Параметр	Значение	
P_3	$(28700 \pm 410) \text{ сут} = (78.6 \pm 1.1) \text{ лет}$	$(7250 \pm 150) \text{ сут} = (19.8 \pm 0.4) \text{ лет}$
A_3	$(0.091 \pm 0.005) \text{ сут}$	$(0.0052 \pm 0.0005) \text{ сут}$
e_3	0.64 ± 0.05	0.51 ± 0.12
ω_3	$35^\circ \pm 4^\circ$	$17^\circ \pm 7^\circ$
JD_3	$2\,428\,100 \pm 380$	$2\,453\,600 \pm 120$
$a_3 \sin i_3$	$(2.36 \pm 0.13) \times 10^9 \text{ км} = (15.8 \pm 0.9) \text{ а. е.}$	$(1.35 \pm 0.13) \times 10^8 \text{ км} = (0.90 \pm 0.09) \text{ а. е.}$

же, что на рис. 1. Сплошная линия на этом рисунке — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из первого столбца табл. 5. В нижней части рис. 8 приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (8).

Эти остатки так же, как и в предыдущем случае, были представлены световым уравнением с использованием наблюдений с $JD > 2445\,000$, с весами 10 для фотоэлектрических и ПЗС наблюдений и для фиксированных квадратичных элементов (8). На рис. 9 приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов теоретических, вычисленных по формуле (8), для наблюдений с $JD > 2445000$.

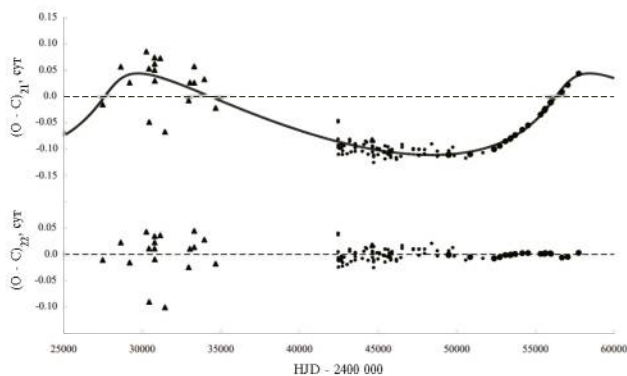


Рис. 8. Разности $(O - C)_{21}$ между наблюдаемыми моментами минимумов SX Lyn и вычисленными с квадратичными элементами из представления (8). Обозначения те же, что на рис. 1. Сплошная линия на этом рисунке — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из первого столбца табл. 5. В нижней части рисунка приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (8).

Обозначения такие же, как на рис. 7. Сплошная линия на этом рисунке — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из второго столбца табл. 5. В нижней части рис. 9 приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (8), и второго светового уравнения.

5. ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ ИЗМЕНЕНИЙ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА SX LYN

5.1. Линейные элементы + LTE

Используя значения масс компонентов затменно-двойной системы из [13]: $M_1 = 2.15 M_\odot$, $M_2 = 0.69 M_\odot$ и предполагая наличие только одного дополнительного тела, получаем для третьего тела с меньшим периодом $f(M_3) = 0.0168 M_\odot$, соответствующая минимальная масса третьего тела равна $0.58 M_\odot$. Для предполагаемого третьего тела с большим периодом $f(M_3) = 2.73 M_\odot$, а минимальная масса $5.95 M_\odot$. Если же предположить четырехкратную систему, минимальная масса более удаленного тела получается равной $6.41 M_\odot$. Следовательно, только циклические изменения периода с меньшим периодом могут происходить из-за присутствия в системе дополнительного тела. Чтобы найти вклад этого тела в общую светимость системы, определим светимости компонентов затменно-двойной системы, исходя из оценок массы и относительной светимости главного компонента, приведенных в [13]. Главный компо-

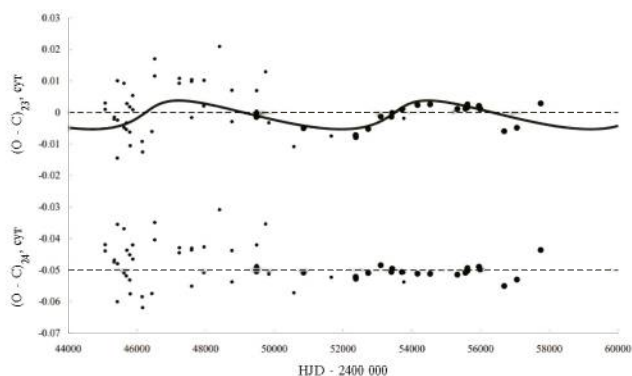


Рис. 9. Остатки после вычитания из наблюдаемых моментов теоретических, вычисленных по формуле (8), для наблюдений с $JD > 2445000$. Обозначения такие же, как на рис. 7. Сплошная линия на этом рисунке — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из второго столбца табл. 5. В нижней части рисунка приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (8), и второго светового уравнения.

нент затменно-двойной системы является звездой Главной последовательности, и его светимость можно найти из соотношения масса-светимость в соответствующем диапазоне масс [17]: $L_1 = 27.34 L_\odot$. Согласно [13], его относительная светимость равна 0.84, тогда абсолютная светимость вторичного компонента получается равной $L_2 = 5.21 L_\odot$. Если третий компонент является звездой Главной последовательности, из соотношения масса-светимость в соответствующем диапазоне масс [17] найдем его светимость: $L_3 = 0.067 L_\odot$. Вклад дополнительного тела в общую светимость системы составит всего 0.2%. Для циклических изменений с большим периодом следует искать другие причины.

5.2. Квадратичные элементы + LTE

Обратная парабола означает, что происходит вековое уменьшение периода. Для SX Lyn коэффициент при квадратичном члене $Q = -5.56^d \times 10^{-9}$ и скорость уменьшения периода $dP/dt = -2.0 \times 10^{-6}$ сут/год. Вековое уменьшение периода может быть вызвано потерей углового момента системы вследствие магнитного торможения [19, 20].

Сначала предполагаем, что циклические изменения периода можно описать световыми уравнениями вследствие присутствия в системе дополнительных тел. Для меньшего периода функция масс равна $0.0019 M_\odot$ и минимальная масса третьего тела $0.26 M_\odot$. Для большего периода функция масс равна $0.635 M_\odot$ и минимальная масса $2.69 M_\odot$. Если же предположить четырехкратную систему, минимальная масса более удаленного тела получается равной $2.81 M_\odot$. Здесь также только колебания периода с меньшим периодом могут быть следствием присутствия в системе дополнительного тела. Для предполагаемого дополнительного тела с большим периодом масса получается меньше, чем в предыдущем случае, но все же довольно велика.

Согласно [13], вторичный компонент в затменно-двойной системе SX Lyn имеет спектральный класс G2 и должен иметь конвективную оболочку и, следовательно, магнитное поле. Принимая оценки масс компонентов и абсолютного радиуса вторичного компонента $R_2 = 2.60 R_\odot$ из [13] и используя последовательность формул, приведенную в [21], для каждого значения модулирующего периода находим величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента. Эти величины приведены в табл. 6. Из таблицы видно, что для обоих случаев получается приемлемое значение величины магнитного поля. Возможные колебания светимости получаются довольно большими. Од-

Таблица 6. Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента SX Lyn.

Величина	Значение	
	Линейное представление	Квадратичное представление
P_{mod}	32300 сут	28700 сут
ΔP	5.44 с	3.48 с
ΔJ	$2.69 \times 10^{48} \text{ г см}^2/\text{с}$	$1.72 \times 10^{48} \text{ г см}^2/\text{с}$
ΔE	$4.83 \times 10^{42} \text{ эрг}$	$1.98 \times 10^{42} \text{ эрг}$
B	$5.54 \times 10^3 \text{ Гаусс}$	$4.70 \times 10^3 \text{ Гаусс}$
ΔL	$5.43 \times 10^{33} \text{ эрг/с} = 1.41 L_\odot = 0.27 L_2$	$2.50 \times 10^{33} \text{ эрг/с} = 0.65 L_\odot = 0.12 L_2$

нако, как уже говорилось выше, оценки требуемой энергии и, следовательно, изменений светимости, основанные на формулах из [21], следует рассматривать как верхние пределы.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для обеих рассмотренных систем изменения периода с практически одинаковой точностью можно представить или суперпозицией векового уменьшения периода и циклических изменений или только циклическими изменениями. Отклонение наблюдаемых точек от теоретической кривой, вычисленной согласно соответствующему представлению, характеризовалось величиной стандартного отклонения:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^N (O - C)_k^2}{N - 1}},$$

где N — число наблюдений. Для δ Lib при линейном представлении (2) $\sigma = 0.0120$, при квадратичном представлении (3) $\sigma = 0.0124$. Для SX Lyn при линейном представлении (6) $\sigma = 0.0187$, при квадратичном представлении (8) $\sigma = 0.0184$. Остаточные разности в обоих случаях не показывают каких-либо дополнительных изменений. В случае квадратичного представления получаем обратную параболу, которая может быть следствием магнитного торможения.

Для δ Lib в случае квадратичного представления после исключения параболы получаем синусоиду, для которой наиболее приемлемое объяснение — магнитная активность вторичного компонента.

В случае линейного представления получается световое уравнение для довольно удаленного тела с небольшой массой. Для выбора между этими двумя возможностями нужны какие-то дополнительные данные.

Для SX Lyn при использовании линейных элементов изменения периода очень хорошо представляются суммой двух синусоидальных кривых. Если предположить четырехкратную систему, то масса более удаленного тела получается слишком большой. Поэтому можно допустить существование только одного дополнительного тела, с меньшим периодом. Тогда второе колебание, по-видимому, является следствием магнитной активности вторичного компонента. В случае квадратичного представления моментов минимумов остаточные изменения периода после исключения параболы так же хорошо представляются синусоидами. В этом случае масса более удаленного тела также получается слишком большой. Поэтому, как и в случае линейного представления, возможно присутствие только одного дополнительного тела — с меньшим периодом, а второе колебание следует отнести на счет магнитной активности вторичного компонента.

Для уточнения характера изменений орбитального периода в затменно-двойной системе SX Lyn нужны дальнейшие наблюдения моментов минимумов, а также высокоточные кривые блеска для уточнения орбитальных параметров и прояснения вопроса о третьем свете в блеске системы. Желательно также получение кривой лучевых скоростей для надежного определения масс компонентов.

Изменения орбитальных периодов затменно-двойных систем δ Lib и SX Lyn одинаково хорошо представляются либо суперпозицией нисходящей параболы и циклических колебаний, либо только циклическими колебаниями. Практически одинаковые значения полученных σ не позволяют отдать предпочтение какой-либо одной модели, представляющей изменения периода, как для одной, так и другой звезды. Аналогичные результаты были получены для нескольких других систем [24–27]. Проблема заключается в том, что когда мы хотим сравнить наблюдаемые скорости векового уменьшения периода с теоретическими, чтобы сделать выбор в пользу какой-либо теории, нельзя использовать подобные системы, так как мы не можем быть уверены в достоверности полученных результатов. Для каждой такой системы надо искать дополнительные подтверждения наличия (или отсутствия) векового уменьшения периода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. F. J. Schmidt*, *Astron. Nachr.* 63, 39 (1865).
2. *J. Stebbins*, *Publ. Wahsburns Obs.*, 15, 33 (1928).
3. *R. H. Koch*, *Astron. J.* 67, 130 (1962).
4. *C. Lazaro, M. J. Arevalo, and A. Claret*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 334, 542 (2002).
5. *V. Bakis, E. Budding, A. Erdem, H. Bakis, O. Demircan, and P. Hadrava*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 370, 1935 (2006).
6. *J. Tomkin*, *Astrophys. J.* 221, 608 (1978).
7. *A. Dervisoglu, K. Pavlovski, H. Lehmann, J. Southworth, and D. Bewsher*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 481, 5660 (2018).
8. *T. F. Worek*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 113, 964 (2001).
9. *E. Geyer, R. Kippenhahn, and W. Strohmeier*, *Kleine Veröffentlichungen der Remeis — Sternwarte Bamberg* № 9, (1955).
10. *B. Wedel and W. Wenzel*, *Mitt. Veränder. Sterne* 1, № 206 (1955).
11. *W. Götz and W. Wenzel*, *Mitt. Veränder. Sterne* 1, № 570, (1961).
12. *D. MacDonald*, *McCormick Publ.* 12, part 5, 51 (1964).
13. *M. A. Svechnikov and Eh. F. Kuznetsova*, *Vizie On-line Data Catalog: Approximate elements of eclipsing binaries* (1990).
14. *B. R. N. O. Project—Eclipsing Binaries database*, <http://var2.astro.cz/EN/brno/index.php>.
15. *Д. Я. Мартынов* Переменные звезды (в кн. М. С. Зверев, Б. В. Кукаркин, Д. Я. Мартынов, П. П. Паренного, Н. Ф. Флоря и В. П. Цесевич, т. 3, Гостехиздат, 464–490, 1947).
16. *А. И. Халиуллина и Х. Ф. Халиуллин*, *Астрон. журн.* 61, 393 (1984).
17. *Z. Eker, F. Soudugan, E. Soyugan, S. Bilir, E. Yaz Gökçe, I. Steer, M. Tüysüz, T. Şenyüz, and O. Demircan*, *Astron. J.* 149, 131 (2015).
18. *Х. Ф. Халиуллин*, *Астрон. журн.* 51, 395 (1974).
19. *N. Ivanova and R. E. Taam*, *Astrophys. J.* 599, 516 (2003).
20. *N. Nanouris, A. Kalimeris, E. Antonopolou, and H. Rjvithis-Livaniou*, *Astron. and Astrophys.* 535, 126 (2011).
21. *J. H. Applegate*, *Astrophys. J.* 385, 621 (1992).
22. *A. F. Lanza, M. Rodono, and R. Rosner*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 296, 893 (1998).
23. *A. F. Lanza and M. Rodono*, *Astron. and Astrophys.* 349, 887 (1999).

24. А. И. Халиуллина, Астрон. журн. 93, 795 (2016).

26. А. И. Халиуллина, Астрон. журн. 98, 149 (2021).

25. А. И. Халиуллина, Астрон. журн. 94, 849 (2017).

27. А. И. Халиуллина, Астрон. журн. 98, 550 (2021).

VARIATIONS IN THE ORBITAL PERIODS OF ECLIPSING BINARIES δ LIB AND SX LYN

A. I. Khaliullina^{1,*}

¹*Sternberg State Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

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

Variations in the orbital period of eclipsing binaries δ Lib and SX Lyn are studied. It is shown that these variations can be represented with equal accuracy in two ways: either in the form of a superposition of secular decrease and cyclic variations or only in the form of cyclic fluctuations. Cyclic variations in the period of δ Lib in both cases can be due to the presence of a third body in the system. In the case of a quadratic representation, they can be also a consequence of the magnetic activity of the secondary component. For SX Lyn a superposition of two cyclic variations is found for both linear and quadratic representation. The lower-period variations in both cases can be due to the presence of a third body in the system. The longer-period variation can be a consequence of the magnetic activity of the secondary component. The secular decrease in the periods of both systems could be due to a loss of angular momentum due to magnetic braking.

Keywords: binary stars, eclipsing stars, individual — δ Lib, SX Lyn

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННЫХ ВАРИАЦИЙ АНОМАЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ И МЕРЫ ДИСПЕРСИИ ГИГАНТСКИХ ИМПУЛЬСОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРА В КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ B0531+21 НА ЧАСТОТЕ 111 МГц В 2002–2024 гг.

© 2024 г. Б. Я. Лосовский^{1,*}, В. А. Потапов^{1,**}

¹Физический институт им. П. Н. Лебедева, Астрокосмический центр,
Пушчинская радиоастрономическая обсерватория (ПРАО АКЦ ФИАН)

*E-mail: blos@prao.ru

**E-mail: potap@prao.ru

Поступила в редакцию 05.07.2024 г.

После доработки 14.08.2024 г.

Принята в печать 15.08.2024 г.

В статье приведены результаты мониторинга гигантских импульсов (ГИ) пульсара B0531+21 (J0534+2200) в Крабовидной туманности, проведенного нами в ПРАО АКЦ ФИАН на радиотелескопе БСА ФИАН на частоте 111 МГц в полосе 2.5 МГц с использованием 128-канального анализатора спектра и цифрового пульсарного приемника ПРАО в 2002–2024 гг. Показано, что характер зависимости рассеяния τ от меры дисперсии DM ГИ в период 2010–2021 гг. существенно отличался от такового до 2010 и после 2021 г. В 2010–2021 гг. значения τ и DM продемонстрировали существенный рост и нестабильность, а функциональная связь между ними претерпевала быстрые изменения. Данные за весь период наблюдений формируют на плоскости $\{\tau, dm\}$ (где $dm = (DM - 56.7) \times 10^3$) три основные и одну переходную ветви, образованные 14-ю различными временными отрезками. Эти ветви хорошо аппроксимируются степенными функциями $\tau \propto dm^n$ со значениями $n = 0.7, 1.1$ и 1.86 для основных и 2.1 для переходной ветвей. Такое поведение τ и DM объясняется аномальными вариациями плотности и турбулентности магнитоактивной плазмы в Крабовидной туманности и межзвездной среде в 2010–2021 гг. По сравнению данных на 111 и 610 МГц в период MJD 55000–56500 (июнь 2009–июль 2013) мы получили для зависимости рассеяния от частоты наблюдений $\tau \propto \nu^{-\beta}$ оценку $\beta = 3.4 \pm 0.2$, что близко к ранее опубликованным значениям, но существенно отличается от зависимостей как для колмогоровского ($\beta = 4.4$), так и нормального ($\beta = 4$) спектров распределения пространственных неоднородностей межзвездной среды.

Ключевые слова: пульсар, PSR B0531+21, PSR J0532+2200, Крабовидная туманность, межзвездная среда, рассеяние, мера дисперсии, гигантские импульсы

DOI: 10.31857/S0004629924110042 EDN: JLJNTC

1. ВВЕДЕНИЕ

Находящийся в Крабовидной туманности (КТ) пульсар B0531+21 (J0532+2200) — молодой (чуть менее тысячи лет) и очень активный астрофизический объект. Пульсар был открыт Стейлиным и Райфенстайном [1] на частоте 111 МГц, первоначально как радиотранзиент. Позже выяснилось, что это короткопериодический (33.4 мс) пульсар, который время от времени излучает огромные по мощности кратковременные импульсы, на порядки превышающие по пиковой плотности потока средние импульсы, и получившие название «Гигантские импульсы» (ГИ). Наблюдаемое излучение PSR B0531+21 полностью перекрывает диапазон от длинных радиоволн до гамма-лучей [2]. Как туманность и пульсар сами по

себе, так и их взаимодействие, несмотря на длительную историю наблюдений, представляют большой интерес и в настоящее время.

Уникальной особенностью пульсара является сочетание мощного и многодиапазонного излучения, и расположение внутри молодой туманности, что делает его одним из наиболее «плодовитых» источников астрофизической информации. Активные процессы, протекающие как в Крабовидной туманности, так и в межзвездной среде на пути распространения импульса от пульсара к наблюдателю, приводят к изменениям плотности и турбулентности неоднородной плазмы, что вызывает наблюдаемые в радиодиапазоне вариации времени дисперсионного запаздывания, рассеяния импульса и фарадеевского

вращения его плоскости поляризации. За более чем 50 лет наблюдений пульсара в КТ накоплен богатый материал по исследованию рассеяния его импульсов τ и меры дисперсии DM .

Ренкин и Каунсельман [3] наблюдали В0531+21 в КТ с мая 1969 г. по февраль 1971 г. в обсерватории Аресибо на частотах 73.8, 111.5, 196.5 и 430 МГц. Анализируя полученные характеристики рассеяния импульсов пульсара, они пришли к выводу, что на пути радиоизлучения от пульсара к наблюдателю в межзвездной среде находятся две разнесенные области рассеяния (плазменные экраны). Из того, что степень рассеяния одним из экранов изменялась с характерным временем порядка месяца, последовал вывод, что этот экран расположен в пределах КТ. Второй экран, который проявлял стабильные характеристики рассеяния, авторы связали с межзвездной средой или, точнее, с рукавами Персея и Ориона Галактики. Исаакмен и Ренкин [4] продолжили серию указанных измерений до марта 1974 г. и провели подробный анализ предложенной двухэкранной модели рассеяния. Они обнаружили вариации меры дисперсии, которые, однако, плохо коррелировали с вариациями рассеяния. Это связано с тем, что наблюдаемые изменения рассеяния вызваны не только вариациями DM , но и локальными флуктуациями плотности плазмы.

В работе Вильямсона [5] показано, что при интерпретации результатов измерений уширений импульса (рассеяния) допустимо применять однокомпонентную модель (модель одного экрана) в тех случаях, когда в многокомпонентной модели один из экранов превалирует над другим. Анализируя выполненные в 1971 г. наблюдения ряда пульсаров и, в частности, пульсара в КТ на 115 МГц, Вильямсон пришел к выводу, что к нему лучше всего подходит модель тонкого экрана. Так же поступили МакКи и др. [6], анализируя 30-летние ряды вариаций рассеяния радиоизлучения пульсара в Крабе на 610 и 1400 МГц с помощью 42-футового радиотелескопа в Джодрелл Бэнк. Действительно, как следует из сказанного выше, в направлении на пульсар в КТ имеются два тонких экрана, но вариации рассеяния в самой туманности значительно превышают вариации рассеяния в межзвездной среде. В работе Ершова [7] показано, что при прохождении импульса через два тонких экрана характерное время рассеяния результирующего импульса практически равно сумме времен рассеяния каждого из экранов.

Отметим, что Ранкин и Каунсельман [3] по наблюдениям 1969–1971 гг. определили, что рассеяние в межзвездной среде практически постоянно и со-

ставляет 6.2×10^5 с/МГц⁴. В пересчете на 111 МГц это составляет 4.1 мс. Согласно [5] на 115 МГц суммарное рассеяние составило 12 мс. Таким образом, на долю рассеяния в КТ приходилось около 8 мс.

Лайн и Торн [8] наблюдали пульсар в Джодрелл Бэнк на частотах 408 и 610 МГц. На протяжении четырех последних месяцев 1974 г. они зафиксировали десятикратное увеличение рассеяния, что, по их мнению, является прямым доказательством того, что рассеяние происходит в плотном тонком экране в самой туманности.

МакКи и др. [6] продемонстрировали наличие корреляции между рассеянием и мерой дисперсии с коэффициентом 0.56 ± 0.01 и подтвердили ранее обнаруженную Кузьминым и др. [9] корреляцию. Рудницкий и др. [10] наблюдали пульсар в Крабе в рамках проекта «Радиоастрон» на частотах 327 и 1668 МГц и подтвердили доминирующее влияние туманности на процессы рассеяния.

Наблюдения рассеяния ГИ пульсара в Крабе на низких частотах проанализированы также в работах [11–13], в частности, в наблюдениях на радиотелескопе БСА ФИАН на частоте 111 МГц в работах [14–19].

Ниже приводятся новые результаты наших исследований связи между мерой дисперсии DM и рассеянием τ ГИ PSR B0531+21 в КТ, основанные на мониторинге, проводившемся в ПРАО в период с 18/09/2002 по 11/01/2024 гг. В главе 2 кратко описана используемая для наблюдений аппаратура и режим наблюдений, в главе 3 — результаты анализа данных, в главе 4 даны краткие выводы, в Приложении приведен ряд формул, полезных при прочтении статьи.

2. АППАРАТУРА И НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения ГИ пульсара В0531+21 проведены на первой (управляемой) диаграмме направленности радиотелескопа БСА ФИАН (Большая сканирующая антенна Физического института им. П. Н. Лебедева РАН). Радиотелескоп БСА ФИАН является меридианным инструментом и представляет собой фазированную антенную решетку, состоящую из 16 тысяч волновых диполей, расположенных на площади 200×400 м. Диаграмма антенны фиксирована в E -плоскости и имеет электронно-управляемое сканирование в H -плоскости.

Рабочий диапазон частот антенны 109–113 МГц с центральной частотой 111 МГц. Поляризация антенны — линейная (Восток–Запад). Ширина луча диаграммы направленности по уровню 0.5 в E -плоскости составляет $50'$, что соответствует времени прохождения источника, находящегося на

небесном экваторе ≈ 3.2 мин. Эффективная площадь антенны (управляемая диаграмма) изменялась за время наблюдений¹ от 10 000 до 40 000 м².

Для наблюдений в 2002–2006 гг. мы использовали 128-канальный аналоговый многоканальный анализатор спектра АС-128 с шириной полосы каждого канала 20 кГц в общей полосе 2560 кГц с интервалом считывания (временным разрешением) 2.56 мс и временной привязкой к шкале UTC(SU) ≈ 1.4 мкс. Начиная с апреля 2006 г. наблюдения проводятся с использованием 512-канального цифрового пульсарного приемника (ЦПП) с полосой каналов 4.88 кГц в полосе 2500 кГц с интервалом считывания 2.4856 мс. Погрешность временной привязки (определение времени старта накопления и привязки к внешней шкале (GPS(TS))) ≤ 110 нс, что в обоих случаях заведомо превышает необходимую точность временной привязки, требуемой для наблюдений секундных пульсаров в метровом диапазоне длин волн.

Общая длительность одного сеанса наблюдений равнялась 6325 периодам пульсара (≈ 211 с). Мы использовали режим накопления индивидуальных импульсов. В данном режиме за время сеанса наблюдений производится последовательная запись импульсов во всех частотных каналах в виде сканов с продолжительностью равной или кратной периоду пульсара. Длительность каждого скана (и, соответственно, число накапливаемых в каждом скане периодов пульсара) составляла обычно 150 периодов пульсара (≈ 5 с), что много больше наблюдавшейся ширины ГИ δt , определявшегося в основном величиной рассеяния ($\delta t \approx \tau$, $4.2 \leq \tau \leq 119.5$ мс). В таком режиме разрыв данных между последовательными сканами («мертвое окно»), длительность которого обусловлена техническими ограничениями, составляет типично величину ≈ 2.5 мс (один дискрет накопителя ЦПП) и не приводит к существенной потере информации о ГИ. Временная привязка каждого из индивидуальных импульсов может быть при необходимости определена добавлением к моменту старта накопления в локальной шкале известного целого числа периодов пульсара. Таким образом, в режиме накопления индивидуальных импульсов сохраняется полная временная и частотная информация о каждом индивидуальном импульсе, возможность привязки его к локальной шкале времени и анализа в частотной области с точностью, ограниченной шириной частотного канала (4.88 или 20 КГц).

¹ https://www.prao.ru/radiotelesopes/in_list_BSA.html

3. ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Первичная обработка данных заключалась в компенсации дисперсионной задержки радиосигнала для всей записи в полосе 2.5 МГц, которая составляла 0.863 с во всей полосе частот. Оставшееся «дисперсионное распыление» сигнала в одном частотном канале составляло около 1.69 мс для данных ЦПП и около 6.74 мс для АС-128. Далее визуально отбирались импульсы, из данных вычиталось значение, равное среднему значению сигнала вне импульса (приведение к нулю), определялась пиковая плотность потока ГИ, равная его максимуму. Величина отношения сигнал/шум (S/N) оценивалась как отношение пиковой плотности потока ГИ к среднеквадратичному отклонению (СКО) сигнала в шумовой дорожке. Для дальнейшего анализа отбирались только те импульсы, которые имели $S/N \geq 7$. Данная процедура приводила к автоматическому вычитанию радиоизлучения Крабовидной туманности (которое относилось к постоянной составляющей шума), на фоне которой наблюдался пульсар.

В ходе наблюдений нами фиксировалось за сеанс типично от 5 до ~ 50 хорошо идентифицируемых импульсов (на практике импульс хорошо выделяется визуально на фоне белого фоновых шума при $S/N \geq 3$), число которых варьировалось как в зависимости от активности самого пульсара в КТ и величины рассеяния, так и от состояния наблюдательной аппаратуры и помеховой обстановки (см. подробнее о статистике ГИ на 111 МГц в работе [16]). Отметим, что, как указывалось рядом авторов ранее, по своим характеристикам (степенное статистическое распределение импульсов по пиковой плотности потока и энергии в импульсе в единицах [кЯн · мкс], а также длительность импульса на высоких частотах, которая много меньше ширины интегрального профиля) практически все индивидуальные импульсы пульсара в КТ могут быть классифицированы как гигантские, иными словами средний импульс пульсара В0531+21 образован гигантскими импульсами (см., напр., результаты наблюдений на частоте 600 МГц на радиотелескопе РТ-64 [20]).

На втором этапе обработки для каждого выбранного импульса вычислялось рассеяние τ путем моделирования рассеянного импульса и последующего уточнения его параметров методом, подробно описанным в работе [21]. Для этой цели полученные на предыдущем этапе наблюдаемые импульсы нормализовались на единицу по пиковой плотности потока. Далее выполнялось сравнение их с шаблоном $f(t)$, представляющим собой гауссиану $f_0(t)$ с ши-

риной, определяемой дисперсионным расширением импульса в полосе частотного канала (см. выше), свернутую с усеченной экспонентой $g(t)$, которая моделирует рассеяние в среде (рассеяние на тонком экране):

$$\begin{aligned} g(t) &= \exp(-t/\tau), t \geq 0, \\ g(t) &= 0, t < 0, \\ f(t) &= \int f_0(t) g(t - \theta) d\theta. \end{aligned} \quad (1)$$

Величины τ варьировались до наилучшего соответствия шаблона с ГИ. Отметим, что часть импульсов (типичное количество таких импульсов составляет около 1/6 ГИ пульсара, см., напр., [6]) имела профиль, существенно отличный от экспоненциального. Такие импульсы исключались на предыдущем этапе обработки в ходе визуального контроля данных. Пример, иллюстрирующий работу алгоритма, приведен на рис. 1. Далее вычислялось среднее значение τ импульсов за временной отрезок длительностью 5–10 дней (объем данных, доступных для обработки в каждый фиксированный временной отрезок, определялся графиком наблюдений на антенне БСА). Всего за время наблюдений было получено 1280 таких осредненных значений.

Полученные значения рассеяния ГИ τ сопоставлялись с вариациями меры дисперсии по оперативным данным мониторинга DM , публикуемого об-

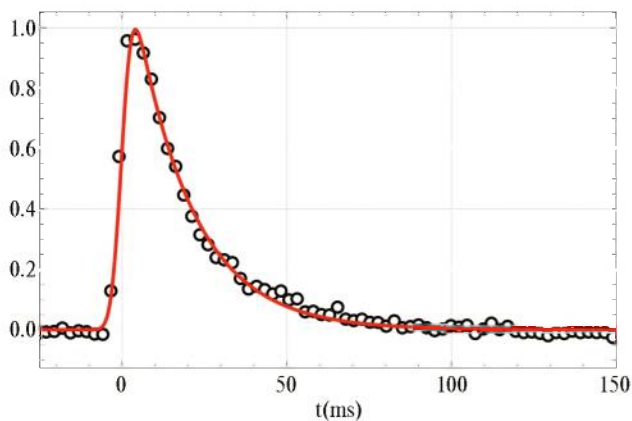


Рис. 1. ГИ в Крабовидной туманности, полученный на БСА и ЦПП 26/07/2024, приведенный к частоте 111.879 МГц. На рисунке показан наблюдавшийся ГИ (круги) и вписанная в него функция, полученная по формуле (1), моделирующая импульс с $\tau = 17.48$ мс, рассеянный в полосе частотного канала 2.4576 кГц (сплошная красная линия). По оси абсцисс отложено время в миллисекундах, по оси ординат — нормированная плотность потока.

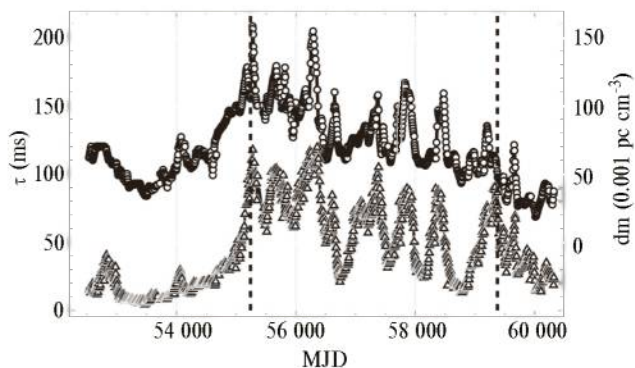


Рис. 2. Изменение рассеяния τ и меры дисперсии DM пульсара в КТ на частоте 111 МГц в период 2002–2024 гг. По оси абсцисс отложена эпоха наблюдения в модифицированных юлианских днях, по оси ординат отложено рассеяние τ [мс] (левая ось, треугольники) и условная мера дисперсии $dm = (DM - 56.7) \times 10^3$ [0.001 пк/см³] (правая ось, круги). Вертикальными штриховыми линиями обозначены моменты перехода между различными ветвями на графике зависимости τ от DM (см. далее рис. 3 и табл. 1), соответствующие переходу от спокойного к возмущенному режиму в вариациях значений τ и DM в MJD 55203, и обратному переходу в MJD 59375. Отметим, также, что моменты перехода близки к локальным максимумам τ и, в случае первого перехода, также к максимуму DM .

серваторией Джодрелл Бэнк (Великобритания)². Зависимости τ и DM от времени приведены на рис. 2.

Вариации рассеяния значительно превышают ошибки измерения, которые сопоставимы с размерами символов на рисунке. Минимальное рассеяние на частоте 111 МГц наблюдалось в MJD 53476 (16/04/2005) и составляло 4.2 мс. Отметим, что эта величина близка к ранее сделанной оценке величины постоянной (минимальной) составляющей τ , равной 4.1 мс и связываемой с невозмущенной межзвездной средой [3]. Максимальное рассеяние было зафиксировано в MJD 56358 (07/03/2013) и достигало 119.5 мс. В конце 2019 – начале 2020 г. рассеяние стабилизировалось на уровне ~ 20 мс, но в ноябре 2020 г. поднялось до ~ 70 мс. В начале 2023 г. рассеяние вновь упало до значения ~ 10 мс. Максимальное значение $DM = 56.8560$ в использованных нами данных было зафиксировано в MJD 55275 (20/03/2010), минимальная $DM = 56.7186$ в MJD 60010 (07/03/2023).

Сопоставим результаты анализа параметра рассеяния ГИ на 111 МГц по наблюдениям на БСА с вариациями меры дисперсии по данным обсерватории Джодрелл Бэнк. Мы принимаем за посто-

² <http://www.jb.man.ac.uk/pulsar/crab/crab2.txt>

Таблица 1. Распределение групп ГИ на плоскости $\{dm, \tau\}$

1	2	3	4	Дата
52353				18/09/02
	55203			07/01/10
56653				27/12/13
			56793	16/05/14
	56953			23/10/14
			57500	22/04/16
	57670			09/10/16
			57980	15/08/17
	58285			16/06/18
			58530	16/02/19
58610				07/05/19
			58915	07/03/20
	59000			31/05/20
		59375		10/06/21
		60320		11/01/24

Примечание. Номера столбцов 1–4 соответствуют номерам ветвей на рис. 3, в каждом столбце указан МJD первого дня группы (последний день группы принят равным дню начала следующей группы). В 5-м столбце дана дата в формате дд/мм/гг. В последней строке указаны МJD и дата окончания последней группы данных (последних наблюдений).

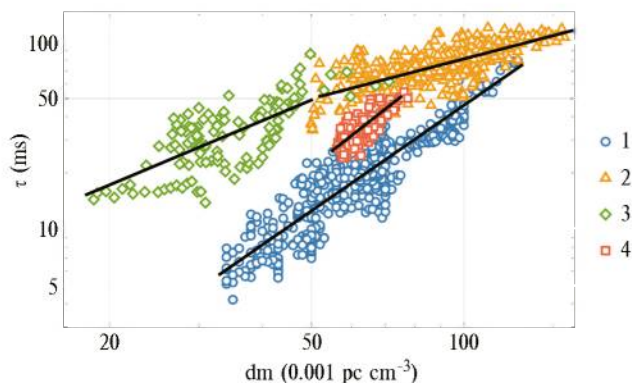


Рис. 3. Статистическая зависимость рассеяния τ (в миллисекундах) на частоте 111 МГц от условной меры дисперсии $dm = (DM - 56.7) \times 10^3$ [0.001 пк/см³] пульсара в КТ в период сентябрь 2002–январь 2024 гг. Основные ветви зависимости (см. легенду): нижняя (1), две верхние (2, 3) и переходная ветвь (4).

янную составляющую меры дисперсии для пульсара в КТ, связанную в основном с межзвездной средой, минимальную величину DM за время наблюдений, равную ≈ 56.7 пк/см³, при этом, то, что превышает эту величину и меняется со временем, мы относим к самой КТ. Введем для удобства величину $dm = (DM - 56.7) \times 10^3$ [0.001 пк/см³], характеризующую переменную часть δDM , далее называемую условной мерой дисперсии. Рассеяние τ зависит от относительной неоднородности среды $\Delta n_e/n_e$ и меры дисперсии DM при заданной частоте ν (см. ф-лу (4) в Приложении).

В пределах Крабовидной туманности параметр $\Delta n_e/n_e$ подвержен значительным локальным изменениям, поэтому в общем случае вариации параметра $\delta\tau$ зависят не только от вариаций меры дисперсии δDM , но и от вариаций локальной неоднородности плазмы $\delta(\Delta n_e/n_e)$ (см. ф-лу (8) в Приложении).

Зависимость между рассеянием и мерой дисперсии исследовали ранее Исаакмен и Ранкин [4]. По их мнению, степень рассеяния плохо коррелировала с мерой дисперсии. На неоднозначную зависимость между мерой дисперсии и рассеянием указал также Манчестер в работе [22], посвященной многолучевому обзору плоскости Галактики с помощью 64-метрового радиотелескопа в Парксе (Австралия) на частоте 1374 МГц. В результате указанного обзора были обнаружены пульсары с близкими периодами и мерами дисперсий, но различными величинами рассеяния. Автор объясняет это обстоятельство вариациями спектра турбулентности или флуктуациями электронной плотности в Галактике.

Мы исследовали статистическую зависимость рассеяния τ (в миллисекундах) на частоте 111 МГц от условной меры дисперсии dm по данным измерений за весь период 2002–2024 г. Результат приведен на рис. 3.

Как можно видеть, зависимость имеет довольно сложный характер, более тщательный анализ ее хода в плоскости $\{\tau, dm\}$ в зависимости от времени (построение «эволюционного трека») позволяет выделить 14 групп данных, образующих 3 основных (1, 2, 3) и одну переходную (4) ветви на рис. 3, которые могут быть аппроксимированы степенными функциями. Ветви 1 и 2 не следуют одна за другой в хронологическом порядке, каждая из них образована различающимися по времени группами, переход между которыми (кроме одного случая) происходит через 4-ю, переходную, ветвь. Последняя в хронологическом порядке (3-я) ветвь однородна. Последовательность групп данных по времени и их рас-

пределение по ветвям 1–4 приведена в табл. 1. Ветви, выделяемые на рис. 3, достаточно хорошо аппроксимируются степенными функциями (на графике τ от dm в логарифмической шкале они представлены отрезками прямых), значения которых приведены в табл. 2.

Мы рассчитали коэффициент корреляции между τ и dm , приведенный в 3 столбце табл. 2, который сохраняет довольно высокое значение на всем протяжении и для всех отрезков (ветвей) наблюдений, и существенно превосходит значение 0.56 ± 0.01 , приведенное ранее в работе [6] для данных, наблюдавшихся на частоте 610 МГц в 2008–2014 гг. Отметим, тем не менее, что коэффициенты корреляции имеют наименьшее значения для ветвей 2 и 3, соответствующих периоду наибольшего возмущения среды КТ.

Отметим также, что наблюдаемое в период 2020–2024 гг. увеличение рассеяния τ характеризуется довольно низким абсолютным значением DM . Это отчасти объясняется ростом турбулентности, связанной с увеличением амплитуды флуктуаций рассеяния в туманности. Это предположение подтверждается измерением пиковой плотности потока импульсов пульсара. Несмотря на то, что к концу периода наблюдений мера дисперсии упала до минимальных значений за весь период наблюдений (минимум DM достигается в MJD 60010), заметного роста пиковой плотности потока импульсов пульсара до значений, сравнимых с теми, что имелись до начала 2010 г. (первый отрезок данных на рис. 2 и, соответственно, первая ветвь графика на рис. 3) не наблюдается, т. к. сохранение высокого значения турбулентности приводит к увеличению рассеяния и, как результат, к уменьшению интенсивности. Учитывая отсутствие (по литературным данным) наблюдаемой активности КТ в 2020–2024 гг., можно предположить, что последний наблюдаемый локальный максимум рассеяния вызван нестационарными процессами в межзвездной среде на пути распространения сигнала от пульсара, а точнее, в рукавах Персея или Ориона [3], где идут активные процессы звездообразования.

Нами также была оценена величина частотной зависимости рассеяния $\tau(\nu) \propto \nu^{-\beta}$ по нашим данным на 111 МГц и перекрывающимися с ними по времени опубликованным ранее данным на 610 МГц [6]. В период наибольшей активности КТ в MJD 55000–56500 коэффициент частотной зависимости составлял $\beta = 3.4 \pm 0.2$. Ранее в работе [23] была измерена частотная зависимость τ ГИ в диапазоне 40–2228 МГц и получено значение $\beta = 3.8 \pm 0.2$.

Таблица 2. Аппроксимирующие функции для выделенных групп ГИ в пространстве $\{\tau, dm\}$

N	Зависимость $\{\tau, dm\}$	Коэффициент корреляции
1	$\lg(\tau) = -2.06(7) + 1.86(4)\lg(dm)$	0.90(1)
2	$\lg(\tau) = 0.50(6) + 0.70(3)\lg(dm)$	0.73(1)
3	$\lg(\tau) = -0.2(1) + 1.1(1)\lg(dm)$	0.73(2)
4	$\lg(\tau) = -2.3(3) + 2.1(2)\lg(dm)$	0.80(1)

Примечание. В первом столбце даны номера ветвей согласно рис. 3, во втором столбце — аппроксимирующая соответствующую ветвь функция. В 3-м столбце — коэффициент корреляции между τ и dm . В круглых скобках даны ошибки последнего знака.

Также в работе [14] на частотах 600, 111 и 23 МГц было получено значение $\beta = 3.5 \pm 0.1$, которое согласуется с определенным нами в пределах ошибок. Отметим, что полученные во всех трех работах оценки не согласуются ни с показателем $\beta = 4.4$ для колмогоровского спектра пространственных неоднородностей, ни с $\beta = 4$ для нормального спектра.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были исследованы долговременные вариации рассеяния τ и меры дисперсии DM от пульсара в КТ на основании наблюдений, проведенных в Пушинской радиоастрономической обсерватории на радиотелескопе БСА ФИАН на частоте 111 МГц в течение 2002–2024 гг.

Было показано, что начиная с 2010 г. начинается период, в котором τ и DM демонстрируют существенный абсолютный рост и быстрые коррелированные изменения, сменяя спокойный период, продолжавшийся в 1999–2009 гг., в котором значения этих параметров сохраняли низкие и мало изменяющиеся значения. Отметим, что ранее подобные периоды активности наблюдались в КТ в 1984–1986, 1991–1994, 1995–1999 гг. (см., напр., [6]). При этом в 2010–2023 гг. функциональная связь (степенная зависимость) τ от условной меры дисперсии dm претерпевала существенные изменения, а данные формируют за все время наблюдения три основные и одну переходную ветви на плоскости $\{\tau, dm\}$, образованные 14-ю, вообще говоря, не следующими друг за другом отрезками данных. Эти ветви хорошо аппроксимируются степенными функциями с показателями степени при dm , равными 0.7, 1.1 и 1.86 для ос-

новых и 2.1 для переходной ветвей (см. рис. 3). Это отображает факт последовательного прохождения за время наблюдений через луч зрения между пульсаром и радиотелескопом нескольких различных участков возмущенной плазмы со схожими физическими характеристиками, с наибольшей вероятностью ассоциируемых с самой КТ, хотя в период 2020–2023 гг. не исключается и относительный рост влияния на поведение τ и DM межзвездной среды в рукавах Персея и Ориона.

Проведенная нами оценка коэффициента частотной зависимости рассеяния $\beta = 3.4 \pm 0.2$ в период наибольшей активности КТ дала значения, согласующиеся с ранее полученными в работе [14] и близкие к полученным в статье [23], но существенно отличающиеся как от колмогоровского, так и от нормального спектра пространственных неоднородностей.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят коллектив технического отдела радиотелескопов ПРАО АКЦ ФИАН и лично В. В. Орешко, К. А. Лапаева и С. В. Логвиненко, обеспечивших возможность практически ежедневного мониторинга пульсара в КТ на протяжении более 20 лет, что послужило экспериментальной основой данной работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Радиоизлучение в межзвездной среде распространяется с групповой скоростью V_g . В ионизированной среде скорость распространения V_g зависит от круговой частоты радиоизлучения ω

$$V_g = c(1 - \omega_p^2 / \omega^2)^{1/2}, \quad (2)$$

где c — скорость света, $\omega_p = 4\pi n_e e^2 / m$ — плазменная частота, n_e — плотность электронов, e и m — заряд и масса электрона [24]. Из формулы (2) видно, что в плазме скорость распространения волны меньше скорости света и увеличивается с ростом частоты, т. е. низкочастотные радиосигналы запаздывают по сравнению с более высокочастотными (т. н. дисперсионное запаздывание).

Радиоволны при своем распространении рассеиваются на неоднородностях межзвездной плазмы. Процессы рассеяния вызывают угловое расширение источника радиоизлучения и временное растяжение импульсного сигнала τ . Для нормального распределения неоднородностей Гаусса получаем:

$$\tau \approx \frac{(\Delta n_e l)^2}{v^4}, \quad (3)$$

где v — частота, Δn_e — флуктуации плотности электронов и l — расстояние, которое импульсный радиосигнал проходит в неоднородной плазме.

Количество электронов в столбе по направлению к источнику $DM = \int n_e dl$ называется мерой дисперсии и выражается в единицах [пс/см³]. Полагая $DM = n_e l$, где n_e — средняя плотность электронов, получим:

$$\tau \approx \frac{[(\Delta n_e / n_e) DM]^2}{v^4}. \quad (4)$$

В общем случае $\tau \propto v^{-\beta}$, где β — спектральный индекс.

Спектр неоднородностей плазмы выражается формулой

$$P(q) = C_n^2 q^{-\alpha}, \quad (5)$$

где C_n^2 — коэффициент турбулентности, $q \approx 2\pi / a$ — пространственная частота, a — характерный размер неоднородностей, α — спектральный индекс [2]. Для нормального спектра неоднородностей $\alpha = 4$, а для Колмогоровского спектра неоднородностей $\alpha = 11 / 4$.

Между спектральными индексами α и β имеет место зависимость [26]:

$$\beta = 2\alpha / (\alpha - 2), \quad (6)$$

что дает $\beta = 4$ и $\beta = 4.4$ для нормального и Колмогоровского спектра неоднородностей соответственно.

Коэффициент турбулентности в случае нормального распределения неоднородностей Гаусса пропорционален рассеянию и равен [27]:

$$C_n^2 = 4\pi 10^{-3} \tau d^{-2} v^4, \quad (7)$$

где τ дано в миллисекундах, d — в килопарсеках, v — в ГГц.

В пределах Крабовидной туманности параметр $\Delta n_e / n_e$ подвержен локальным изменениям, поэтому вариации параметра τ зависят не только от меры дисперсии DM , но и от относительной неоднородности плазмы $\Delta n_e / n_e$. Варьируя уравнение (4), получим для малых изменения DM , $\Delta n_e / n_e$:

$$\delta\tau \approx D_1 \delta DM + D_2 \delta(\Delta n_e / n_e), \quad (8)$$

где $D_1 = 2(\Delta n_e / n_e)^2 DM / v^4$, $D_2 = 2(\Delta n_e / n_e) DM^2 / v^4$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. H. Staelin and E. C. Reifstein*, *Science* 162(3861), 1481 (1968).
2. *A. G. Lyne and F. Graham-Smith*, *Pulsar Astronomy* (Cambridge University Press, 2006), p. 247.
3. *J. M. Rankin and C. C. Counselman*, *Astrophys. J.* 181, 875 (1973).
4. *R. Isaacman and J. M. Rankin*, *Astrophys. J.* 214(1), 214 (1977).
5. *I. P. Williamson*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 166, 499 (1974).
6. *J. W. McKee, A. G. Lyne, B. W. Stappers, C. G. Bassa, and C. A. Jordan*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 479(3), 4216 (2018).
7. *A. A. Ершов*, *Письма в Астрон. журн.* 47(9), 657 (2021).
8. *A. G. Lyne and D. J. Thorne*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 172, 97 (1975).
9. *A. A. Kuz'min, B. Ya. Losovsky, C. A. Jordan, and F. G. Smith*, *Astron. and Astrophys.* 483(1), 13 (2008).
10. *A. G. Rudnitskii, M. V. Popov, and V. A. Soglasnov*, *Astron. Rep.* 61(5), 393 (2017).
11. *S. W. Ellingson, T. E. Clarke, J. Craig, B. C. Hicks, T. J. W. Lazio, G. B. Taylor, T. L. Wilson, and C. N. Wolfe*, 768(2), *Astrophys. J.* 136 (2013).
12. *T. Eftekhari, K. Stovall, J. Dowell, F. K. Schinzel, and G. B. Taylor*, 829(2), *Astrophys. J.* 62 (2016).
13. *R. Karuppusamy, B. W. Stappers, and K. J. Lee*, *Astron. and Astrophys.* 538, id. A7 (2012).
14. *М. В. Попов, А. Д. Кузьмин, О. М. Ульянов, А. А. Дешпанде, и др.*, *Астрон. журн.* 83(7), 630 (2006).
15. *А. Д. Кузьмин, Ю. А. Беляцкий, Д. В. Думский, В. А. Извекова, К. А. Лапаев, С. В. Логвиненко, Б. Я. Лосовский, В. Д. Пугачев*, *Астрон. журн.* 88, 454 (2011).
16. *A. N. Kazantsev, V. A. Potapov, M. S. Pshirkov, and B. Ya. Losovskii*, arXiv:1905.05261 [astro-ph.HE] (2019).
17. *Б. Я. Лосовский, Д. В. Думский, Ю. А. Беляцкий*, *Астрон. журн.* 96(10), 815 (2019).
18. *B. Ya. Losovsky*, *Intern. J. Astron. and Astrophys.* 11(4), 470 (2021).
19. *Т. В. Смирнова и С. В. Логвиненко*, *Астрон. журн.* 86(4), 370 (2009).
20. *М. Попов, V. Soglasnov, V. Kondratiev, A. Bilous, et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan* 61(6), 1197 (2009).
21. *A. D. Kuz'min and V. A. Izvekova*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 360, 726 (1993).
22. *R. N. Manchester*, *Astrophys. Space Sci.* 278(1/2), 33 (2001).
23. *A. D. Kuzmin, V. I. Kondrat'ev, S. V. Kostyuk, B. Ya. Losovsky, M. V. Popov, V. A. Soglasnov, N. D'Amico, and S. Montebugnoly*, *Astron. Letters* 28(4), 251 (2002).
24. *В. Л. Гинзбург*, *Теоретическая физика и астрофизика* (М.: Наука, 1981).
25. *Р. Манчестер и Дж. Тейлор*, *Пульсары* (М.: Мир, 1980).
26. *O. Löhmer, M. Kramer, D. Mitra, D. R. Lorimer, and A. G. Lyne*, *Astrophys. J.* 562(2), L157 (2001).
27. *J. M. Cordes, J. M. Weisberg, and V. Boriakoff*, *Astrophys. J.* 288, 221 (1985).

INVESTIGATION OF THE TEMPORAL VARIATIONS IN SCATTERING AND DISPERSION MEASURE OF GIANT RADIO PULSES IN THE PULSAR B0531+21 IN THE CRAB NEBULA AT 111 MHz FREQUENCY IN 2002–2024

B. Ya. Losovsky^{1,*}, V. A. Potapov^{1,**}

¹*Pushchino Radio Astronomy Observatory, Astro Space Center,
Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences (PRAO ASC LPI), Pushchino, Moscow region, Russia*

**E-mail: blos@prao.ru*

***E-mail: potap@prao.ru*

We present in the article the results of our monitoring of Giant Radio Pulses (GRPs) of pulsar B0531+21 (J0534+2200) in the Crab Nebula. Observations has been carried in the PRAO ASC LPI using the BSA LPI radio telescope at 111 MHz frequency at bandwidth 2.5 MHz with a 128-channel spectrum analyzer and PRAO Digital Pulsar Receiver in 2002–2024. It is shown that the dependence between the scattering time τ and the dispersion measure DM of GRPs in the period 2010–2021 differs significantly from that before 2010 and after 2021. In 2010–2021 the values of τ and DM demonstrated significant growth and instability, and the functional relationship between them changes rapidly. The data for the entire observation period forms on plot of $\{\tau, dm\}$ (where $dm = (DM - 56.7) \times 10^3$) three main and one transitional branches, formed by 14 different time segments. They may be well approximated by power functions $\tau \propto dm^n$ with values $n = 0.7, 1.1$ and 1.86 for the main and 2.1 for the transitional branches. This behavior of τ and DM is explained by anomalous variations in the density and turbulence of magnetically active plasma in the Crab Nebula and the interstellar medium in 2010–2021. Comparing the data at 111 and 610 MHz in the period MJD 55000–56500 (June 2009 – July 2013), we obtained an estimate $\beta = 3.4 \pm 0.2$ for the dependence of observed scattering on the frequency $\tau \propto \nu^{-\beta}$. This value is close to the previously published, but significantly differs from the dependencies for both Kolmogorov ($\beta = 4.4$) and normal distribution ($\beta = 4$) of spatial inhomogeneities of the interstellar medium.

Keywords: pulsar, PSR B0531+21, PSR J0532+2200, Crab nebula, ISM, scattering, dispersion measure, giant radio pulses

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАССЕЯНИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В НАПРАВЛЕНИИ ПУЛЬСАРОВ В0809+74, В0919+06 И В1133+16 С ПОМОЩЬЮ НАЗЕМНО-КОСМИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА РАДИОАСТРОН

© 2024 г. Е. Н. Фадеев^{1,*}, А. С. Андрианов¹, М. С. Бургин¹, М. В. Попов¹,
А. Г. Рудницкий¹, Т. В. Смирнова², В. А. Согласнов¹

¹Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук,
Астрокосмический центр, Москва, Россия

²Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук,
Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пушкино, Россия

*E-mail: fadееv@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 28.06.2024 г.

После доработки 14.08.2024 г.

Принята в печать 15.08.2024 г.

Выполнен анализ наблюдений трех пульсаров на частоте 327 МГц с наземно-космическим интерферометром Радиоастрон. Измерены основные параметры мерцаний: полоса декорреляции Δf_{dif} и характерное время мерцаний Δt_{dif} . Обнаружены значительные изменения этих параметров со временем. Для пульсара В1133+16 величина полосы декорреляции Δf_{dif} изменялась от 100 кГц до 350 кГц с 2014 по 2018 г., а для пульсара В0919+06 Δf_{dif} — от 36 кГц до 195 кГц примерно за такой же временной промежуток. В направлении на исследуемые пульсары получены оценки значений показателя степени спектра пространственных неоднородностей рассеивающей плазмы n . Характерные частотный и временной масштабы дифракционных мерцаний для В0809+74 сравнимы с полосой приемника и временем наблюдений, поэтому для этого пульсара можно было получить только нижний предел на n . Для пульсара В1133+16 среднее значение $n = 3.40 \pm 0.11$, а для пульсара В0919+06 $n = 3.90 \pm 0.04$. Для этих двух пульсаров также были измерены угловые размеры кружка рассеяния θ_{H} : для пульсара В0919+06 $\theta_{\text{H}} = 26\text{--}28$ mas (миллисекунды дуги, milli arc seconds), а для пульсара В1133+16 $\theta_{\text{H}} = 12.0 \pm 1.6$ mas. Приведены оценки расстояния до рассеивающих экранов. Все измеренные параметры сравниваются с ранее опубликованными данными.

Ключевые слова: межзвездная плазма, радиопульсары, межзвездные мерцания, РСДБ

DOI: 10.31857/S0004629924110059 **EDN:** JLGUER

1. ВВЕДЕНИЕ

Сразу после открытия пульсаров стало понятно, что эти объекты можно использовать для зондирования межзвездной среды, в частности, для исследования мелкомасштабной турбулентности межзвездной плазмы, что никаким другими средствами сделать невозможно. Оказалось, что пульсары — это идеальные точечные источники, поэтому с их помощью можно наблюдать эффекты рассеяния радиоволн на флуктуациях электронной концентрации вплоть до самых малых масштабов. В 1967 г. одновременно с открытием пульсаров были проведены и первые успешные РСДБ наблюдения квазаров, реализована идея радиоинтерферометра со сверхдлинными базами, вплоть до межконтинентальных, с независимой

регистрацией [1]. Сейчас РСДБ является основным методом исследования структуры радиоисточников.

В 2011 г. Российская академия наук и Федеральное космическое агентство создали орбитальную космическую обсерваторию с 10-м радиотелескопом, которая при работе совместно с наземной сетью радиотелескопов образовала наземно-космический интерферометр Радиоастрон. Космический радиотелескоп обращался вокруг Земли по вытянутой эллиптической орбите с расстоянием в апогее 350000 км, что позволило в 25 раз увеличить разрешающую способность наземно-космического интерферометра по сравнению с чисто наземной РСДБ сетью. Этот интерферометр работал в четырех частотных диапазонах: 316–332 МГц, 1636–1692 МГц, 4804–4860 МГц

и 18 372–25 132 МГц. За 7 лет работы было получено много новых и уникальных научных результатов [2, 3].

Диапазон 316–332 МГц предназначался для наблюдений пульсаров. Приоритетной была задача изучения рассеяния радиоволн на неоднородностях межзвездной плазмы на пути распространения радиоизлучения от пульсара до наблюдателя. В программу наблюдений было включено более 20 ярких пульсаров. Проекция базы наземно-космического интерферометра обеспечивали измерения углов рассеяния до долей миллисекунды дуги.

В результате межзвездного рассеяния изображение пульсара перестает быть точкой, вместо нее появляется «диск рассеяния» с характерным угловым размером θ_H . Короткий импульс пульсара приобретает протяженную форму с резким передним фронтом, за которым следует экспоненциальный спад с характерной длительностью по уровню $1/e$ — «временем рассеяния» τ_{sc} . Импульсный характер излучения пульсаров позволяет получать серии «мгновенных» изображений диска рассеяния, своего рода кинофильм вместо смазанной фотографии с длинной экспозицией. В результате анализа особенностей рассеяния с таким высоким угловым и временным разрешением был обнаружен новый эффект — субструктура диска рассеяния [4, 5]. Влияние субструктуры необходимо учитывать при анализе данных интерферометрических наблюдений с предельным угловым разрешением. Было обнаружено анизотропное рассеяние в направлении на пульсар в созвездии Парусов (Vela) [6] и аномальные явления рассеяния в направлении на пульсар B0834+06 [7].

Основным методом изучения межзвездного рассеяния является анализ «динамических спектров», которые показывают эволюцию спектральной плотности потока пульсара со временем. Из анализа структурной функции динамического спектра можно найти показатель степени спектра пространственных неоднородностей рассеивающей плазмы n и определить, соответствует ли он колмогоровскому, гауссовому или какому-либо другому спектру турбулентности [8].

Путем анализа структурных и корреляционных функций рассеянного радиоизлучения пульсаров впервые обнаружены близкие к Солнечной системе слои межзвездной плазмы, которые могут вызывать быструю переменность компактных внегалактических радиоисточников [9, 10, 11]. Путем сопоставления угловых размеров дисков рассеяния пульсаров с характерным временем рассеяния импульсов были определены расстояния до эффективных рассеивающих экранов. Анализ этих измерений указывает на

возможную слоистую структуру межзвездной плазмы в нашей Галактике [4, 12, 13, 14].

В данной работе мы продолжим традиционный анализ особенностей рассеяния радиоизлучения в направлении пульсаров B0809+74, B0919+06 и B1133+16 с помощью наземно-космического интерферометра Радиоастрон. Последние два объекта исследовались нами ранее в нескольких работах [15, 16]. Здесь мы представили, с учетом всего сказанного, новые полученные результаты. Пульсар B0809+74 нами ранее не исследовался.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

Список наблюдательных сеансов и их характеристики приведены в табл. 1. В каждом сеансе наблюдений кроме указанных наземных телескопов принимал участие космический телескоп (КРТ), данные с которого передавались в реальном времени на станцию слежения в Пушино или Грин-Бэнк. В роли наземного плеча интерферометра выступали телескоп Аресибо (AR), радиотелескоп им. Роберта С. Берда — Грин-Бэнк (GB), калязинская радиоастрономическая обсерватория (KL), радиотелескоп Сардинии (SR), система апертурного синтеза в Вестерборке (WB). После 2015 г. для интерферометрии WB использовал только одну 25-метровую антенну.

Каждый сеанс наблюдений состоит из отдельных сканов продолжительностью от 10 до 20 минут, разделенных технологическими интервалами в 30 секунд, когда наблюдения не производились. Типичная продолжительность сеансов T_{obs} составляла от одного до двух часов и ограничивалась тепловыми условиями на борту космического аппарата. Все сеансы проводились на частоте 324 МГц в полосе $B = 16$ МГц. Число спектральных каналов N_{ch} выбиралось при корреляции. Запись сигнала проводилась в правой и левой круговых поляризациях, за исключением наблюдения пульсара B0809+74 24.11.2013, когда запись была выполнена только в одной поляризации. Корреляционная обработка данных проводилась на корреляторе АКЦ с использованием некогерентной дедисперсии и режима гейтинга, в котором корреляция сигнала происходит только в окне импульса. Это окно выбиралось по уровню 10% от максимальной интенсивности сигнала в среднем профиле. Дополнительно проводилась корреляция с идентичными настройками в двух окнах такой же ширины, отстоящих от окна импульса на 120° по долготе. Время накопления выбиралось равным периоду пульсара P , что позволяло получать спектр в каждом периоде. Результат работы

Таблица 1. Список наблюдательных сеансов

Пульсар	Дата наблюдения	T_{obs} , мин	N_{ch}	P , с	Проекция базы, $D_{\odot}$	Наземные телескопы
B0809+74	17.12.2012	40	4096	1.292241	21.6	GB
	24.11.2013	120	2048	1.292241	25.2	KL, WB
B0919+06	14.04.2015	125	2048	0.430627	0.186	AR, GB
	11.01.2018	120	2048	0.430627	10.3	AR
	10.05.2018	90	2048	0.430627	11.0	AR, WB
	16.11.2018	120	2048	0.430627	15.5	AR, SR, WB
	15.12.2018	120	2048	0.430627	16.1	AR, GB, WB
	04.02.2014	58	8192	1.187913	13.9	KL
B1133+16	03.02.2018	120	65536	1.187913	20.6	AR
	28.03.2018	120	2048	1.187913	21.8	AR
	17.12.2018	120	2048	1.187913	22.0	AR, GB, WB

Примечание. T_{obs} — продолжительность наблюдательного сеанса, N_{ch} — число спектральных каналов, P — период пульсара. Проекция базы — среднее значение проекции наземно-космической базы на UV -плоскость, выраженная в диаметрах Земли $D_{\oplus}$. Для сеансов с несколькими наземными телескопами использован самый чувствительный телескоп. В наблюдении 14.04.2015 (B0919+06) указана проекция наземной базы, поскольку интерферометрического отклика на обеих наземно-космических базах нет.

коррелятора в виде набора авто- и кросс-спектров записывался в файл формата IDIFITS.

Динамическим спектром будем называть дискретную последовательность спектров $I^{ab}(f_i, t_j)$ — комплексную функцию частоты f и времени t , где $i \in [0; N_{\text{ch}} - 1]$ — номер спектрального канала, а $j \in [0; N_{\text{p}} - 1]$ — номер импульса, N_{p} — число импульсов. Символами "a" и "b" обозначена интерферометрическая база. Часто мы используем модуль этой величины: $F^{ab}(f_i, t_j) = |I^{ab}(f_i, t_j)|$. Для коррекции формы полосы пропускания приемника, вариаций усиления (автоматическая регулировка усиления во всех экспериментах была выключена) и помех проводилась нормировка динамического спектра с помощью соотношения

$$F_{\text{norm}}^{ab}(f_i, t_j) = \frac{F_{\text{ON}}^{ab}(f_i, t_j) - F_{\text{OFF}}^{ab}(f_i, t_j)}{F_{\text{OFF}}^{ab}(f_i, t_j)}. \quad (1)$$

Здесь $F_{\text{OFF}}^{ab}(f_i, t_j)$ — среднее значение динамических спектров, полученных в окнах вне импульса. Оставшиеся значительные помехи заменены случайными значениями со средним значением и дисперсией, определенными в соседних областях спектра.

Как правило, в динамическом спектре видны области с повышенным уровнем сигнала, которые мы далее будем называть сцинтиллами. Сцинтиллы являются видимым проявлением мерцаний пульсаров и возникают благодаря когерентному сложению радиоизлучения, пришедшего из разных частей диска рассеяния. Характерный размер сцинтилл по частоте связан с размером диска рассеяния, а их длительность отражает скорость движения дифракционной картины относительно наблюдателя. Для определения характеристик мерцания мы вычисляли двумерную корреляционную функцию

$$DCCF(\Delta f_k, \Delta t_m) = \frac{\sum_{i=0}^{N_{\text{ch}}-1} \sum_{j=0}^{N_{\text{p}}-1} F_{ij} F_{i+k, j+m}}{(N_{\text{ch}} - k)(N_{\text{p}} - m)}, \quad (2)$$

где $k \in [-N_{\text{ch}}/2 + 1; N_{\text{ch}}/2 - 1]$, $m \in [-N_{\text{p}}/2 + 1; N_{\text{p}}/2 - 1]$. Тогда полосой декорреляции Δf_{dif} называется полуширина сечения двумерной корреляционной функции при нулевом временном сдвиге $DCCF(\Delta f_k, 0)$ на половине максимума, а временем мерцаний Δt_{dif} — полуширина на уровне $1/e$ сечения $DCCF(0, \Delta t_m)$. Для более точного определения искомым величин мы аппроксимировали сечения функциями вида

$$f(x) = A \exp(-(|x|/k)^m) + C. \quad (3)$$

При этом, для хорошей аппроксимации $DCCF(\Delta f_k, 0)$ обычно требуется ввести дополнительные компоненты, симметрично сдвинутые относительно главного. В таком случае за полосу декорреляции мы принимали только полуширину центрального компонента.

Наклон временной структурной функции α_t связан с показателем степени спектра пространственных неоднородностей рассеивающей плазмы n как $n = \alpha_t + 2$ при $\Delta f \ll \Delta f_{\text{dif}}$ [17]. Временная структурная функция может быть получена из динамического спектра как

$$D_s(\Delta t) = 2(DCCF(0, 0) - DCCF(0, \Delta t_m)). \quad (4)$$

Однако значение $DCCF(0, 0)$ на практике определяется с большой погрешностью, что влечет за собой ненадежное определение α_t . Удобнее работать непосредственно с динамическим спектром. При малых Δf аппроксимирующая функция представима в виде $f(x) \approx A[1 - (|x|/k)^m] + B$, откуда $D_s = (|x|/k)^m$, т. е. $\alpha_t = m$. Здесь все точки функции $DCCF(0, \Delta t_m)$ вносят равный вклад в аппроксимацию и можно $DCCF(0, 0)$ исключить из рассмотрения. Для определения α_t мы проводили аппроксимацию функцией (3) сечения $DCCF(0, \Delta t_m)$ на интервале $|\Delta t_m| < 0.5 \Delta t_{\text{dif}}$.

Амплитуда функции видности на базе, образованной телескопами "а" и "b", зависит от величины проекции базы интерферометра как [18]:

$$B_{\text{ab}}(b) = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\pi}{\sqrt{2\ln 2}} \frac{\theta_H b}{\lambda}\right)^{n-2}\right], \quad (5)$$

где b — проекция базы, λ — длина волны наблюдения, θ_H — полная ширина диска рассеянного изображения пульсара на половине максимума. Для определения B_{ab} мы воспользовались методом, изложенным в работе [10]. В ней показано, что в случае режима сильных мерцаний ковариационная функция комплексного динамического спектра $J^{\text{ab}}(\Delta f) = \langle I^{\text{ab}}(f, \mathbf{b}) \bar{I}^{\text{ab}*}(f + \Delta f, \mathbf{b}) \rangle$ представима в виде двух слагаемых: частотной корреляционной функции флуктуации потока $B(\Delta f)$, зависящей только от частотного сдвига Δf , и функции пространственной когерентности поля $B(\mathbf{b})$, зависящей только от проекции базы:

$$J^{\text{ab}}(\mathbf{b}, \Delta f) = |B(\Delta f)|^2 + |B(\mathbf{b})|^2. \quad (6)$$

Тогда, сравнивая значения функции J^{ab} при $\Delta f = 0$ и при $\Delta f \gg \Delta f_{\text{dif}}$ можно получить значение $B(\mathbf{b})$:

$$|B(\mathbf{b})| = \left(\frac{J^{\text{ab}}(\mathbf{b}, \Delta f \gg \Delta f_{\text{dif}})}{J^{\text{ab}}(\mathbf{b}, 0) - J^{\text{ab}}(\mathbf{b}, \Delta f \gg \Delta f_{\text{dif}})} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Диаметр кружка рассеяния связан с пространственным размером дифракционных пятен в плоскости наблюдателя выражением

$$\rho_{\text{dif}} = \frac{\sqrt{2\ln 2}}{\pi\theta_H} \lambda. \quad (8)$$

При равномерном распределении рассеивающего вещества на луче зрения диаметр кружка рассеяния связан со временем рассеяния $\tau_{\text{sc}} = (2\pi\Delta f_{\text{dif}})^{-1}$ как $\theta_{\text{H,u}} = (16\ln 2 c \tau_{\text{sc}} / D)^{1/2}$, где D — расстояние до пульсара, а c — скорость света [19]. Если все рассеивающее вещество располагается в тонком слое на расстоянии d от наблюдателя, то это расстояние можно определить из соотношения между измеренным кружком рассеяния θ_H и теоретическим значением для равномерно распределенной рассеивающей среды:

$$\frac{d}{D} = \left(1 + \frac{2\theta_H^2}{\theta_{\text{H,u}}^2} \right)^{-1}. \quad (9)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Пульсар B0809+74

Это сравнительно близкий пульсар, расположенный на расстоянии 433 пк, с малой мерой дисперсии [20] и, как следствие, с широкой полосой декорреляции и большим временем мерцаний на нашей частоте. Пульсар наблюдался в двух сеансах: 17.12.2012 в течение 40 минут и 24.11.2013 в течение 2 часов. В обоих случаях проекция наземно-космической базы была близка к максимально возможной: 21.6 и 25.2 диаметров Земли соответственно (см. табл. 1).

В сеансе 17.12.2012 участвовал только один наземный телескоп — Грин-Бэнк. Исходный динамический спектр этого сеанса был получен в 4096-ти каналах. Такое частотное разрешение оказалось избыточным, поэтому для повышения отношения сигнал/шум мы усреднили его по четырем спект-

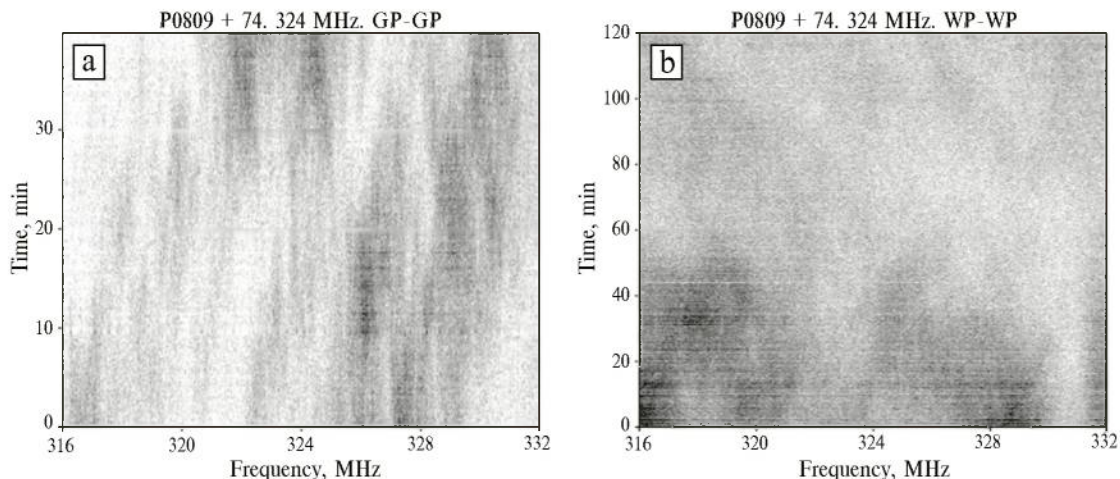


Рис. 1. Динамические спектры пульсара B0809+74, полученные в экспериментах 17.12.2012 (a) и 24.11.2013 (b). Более темные участки соответствуют большей интенсивности.

ральным каналам и по двум периодам. В результате разрешение по частоте составило 15.625 кГц, а по времени 2.58 с. Динамический спектр показан на рис. 1a.

Хотя для столь близкого пульсара толща рассеивающего материала мала, тем не менее наблюдается режим дифракционных мерцаний: в динамическом спектре, в пределах полосы частот шириной 16 МГц, четко выделяются отдельные сцинтилы, что характерно для сильного рассеяния. Из рис. 1a видно: время жизни сцинтил порядка 20–30 минут, что лишь немного меньше длительности сеанса, поэтому часть сцинтил оказались обрезанными. При внимательном рассмотрении можно заметить, что боль-

шинство из них имеет некую структуру: они как бы склеены из двух сцинтил меньшего размера.

Параметры мерцаний для этого пульсара, полоса декорреляции Δf_{dif} и время мерцаний Δt_{dif} , определялись согласно формуле (2), с использованием аппроксимирующей функции (3) (рис. 2, две левые панели). Сечение автокорреляционной функции по частоте хорошо описывается трехкомпонентной функцией. Появление кроме центральной симметричных боковых компонентов отражает сложную структуру сцинтил. Полоса декорреляции, определенная по центральному компоненту, равна 940 ± 13 кГц, наклон частотной структурной функции составляет 0.94 ± 0.04 .

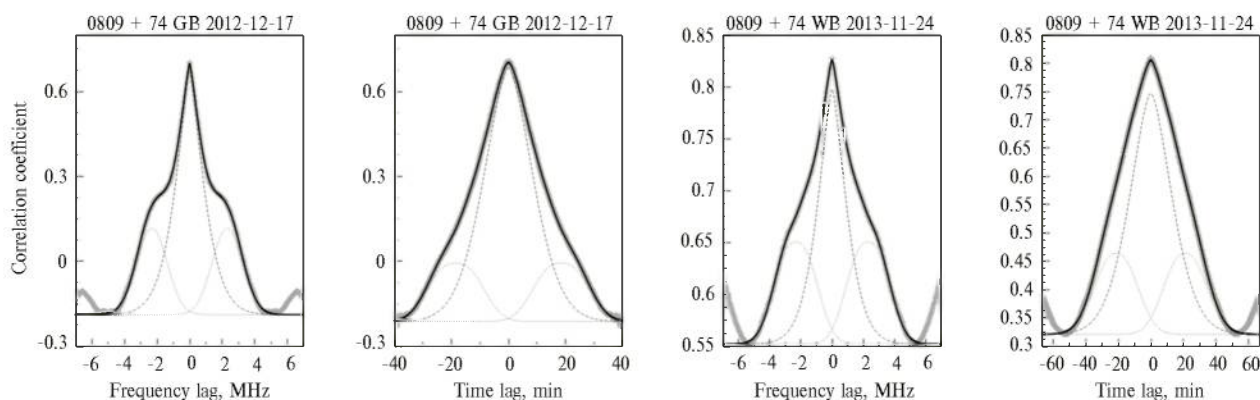


Рис. 2. Сечения двумерных автокорреляционных функций динамических спектров пульсара B0809+74 по частоте и по времени, полученные в экспериментах 17.12.2012 (слева) и 24.11.2013 (справа). Серая широкая сплошная линия показывает наблюдательные данные, черная сплошная линия — результат аппроксимации. Тонкими линиями показаны компоненты аппроксимирующей функции. Полоса декорреляции и время мерцаний определялись только по центральному (штриховая линия) компоненту.

Формально сечение по времени можно также аппроксимировать трехкомпонентной функцией, это дает время мерцаний 736 ± 3 с, но из-за обрезания существенной доли сцинтиллей, возникающего из-за короткого времени наблюдений, это значение может рассматриваться только как нижний предел.

Показатель степени спектра пространственных неоднородностей n , определяемый с помощью временной структурной функции, получился равным 3.51. В работе [15] показано, что при времени наблюдения меньшем нескольких десятков Δt_{dif} может происходить недооценка величины n , что, по всей видимости, наблюдается в нашем случае. Следовательно, полученное нами значение также можно рассматривать только как нижний предел.

Год спустя, 24.11.2013, вид динамического спектра радикально изменился. Исходный динамический спектр, полученный на телескопе в Вестерборке в 2048-ми каналах, был усреднен по двум спектральным каналам и по трем периодам, так что в итоге разрешение по частоте составило 15.625 кГц, а по времени 3.87 с. Результат показан на рис. 16. В нижней части динамического спектра в первые 50 минут видно несколько крупных сцинтиллей, показывающие такую же сложную, как и в предыдущем сеансе, структуру. При этом даже нельзя с уверенностью сделать вывод о характерном размере этих сцинтиллей. Возможно, что мы видим несколько сцинтиллей с такими же характерными размерами, как и в предыдущем сеансе, причем большая часть сцинтиллей обрезана нижней границей динамического спектра. Однако, не стоит исключать возможность того, что они являются составными частями двух сцинтиллей большего размера, заполнивших почти всю полосу приема, части которых мы смогли увидеть в начале наблюдательного сеанса. Из анализа сечений автокорреляционной функции этого динамического спектра (рис. 2, две правые панели) мы получили значения $\Delta f_{\text{dif}} = 1000 \pm 100$ кГц, $\Delta t_{\text{dif}} = 1120 \pm 110$ с и $n > 2.98$, которые находятся в хорошем согласии с результатами предыдущего наблюдения. Но если в действительности мы наблюдали «большие сцинтиллы», то эти значения не годятся даже для грубых оценок.

Остальное пространство, 1 час 10 минут, кажется пустым, но на самом деле его заполняет некая диффузная структура низкой яркости и контрастности. Нам кажется наиболее вероятным объяснением, что здесь мы наблюдаем смену режима мерцаний, от сильных дифракционных к слабым рефракционным. Их разделяет режим френелевской фокусировки, когда полоса декорреляции равна частоте наблюдения.

Комплексные динамические спектры на наземных (Калязин-Вестерборк) и наземно-космических базах, которые превышали 20 диаметров Земли, не показали мерцательной структуры. Ковариационные функции J^{ab} неотличимы для спектров, полученных в и вне окна импульса, а следовательно, оценить величину функции пространственной когерентности поля по формуле (7) не представляется возможным.

3.2. Пульсар B0919+06

Наблюдения этого пульсара проводились пять раз с 2015 по 2018 гг. (табл. 1). Динамические спектры всех пяти сеансов наблюдения показаны на рис. 3 (a–f). Они демонстрируют сильную изменчивость между отдельными сеансами, что приводит к различным значениям параметров мерцаний. Так, полоса декорреляции в течение 2018 г. изменяется более чем в 5 раз, но значение, полученное в эксперименте тремя годами ранее, хорошо согласуется с более поздними в пределах диапазона переменности. При этом время мерцаний показывает существенно меньшую изменчивость. В сеансах 11 января и 10 мая 2018 г., показавших максимальное различие в полосе декорреляции, величина времени мерцаний совпадает в пределах ошибок. Показатель степени спектра неоднородности плазмы n во всех случаях близок к 4, что указывает на гауссово, а не колмогоровское распределение неоднородностей. Измеренные параметры мерцаний сведены в табл. 2.

В эксперименте 14.04.2015 картина мерцаний ясно видна в динамических спектрах, полученных обеими наземными антеннами. Наблюдения в Грин-Бэнк начались на 60 минут позже, чем в Аресибо, поэтому время совместных наблюдений составило только 1 час (см. рис. 4). Мы разбили наблюдательный сеанс на два сегмента по 30 минут и для каждого вычислили взаимную корреляционную функцию динамических спектров. В обоих сегментах было обнаружено, что картина мерцаний в Грин-Бэнк опережает таковую в Аресибо в среднем чуть более чем на 2 с. Пример сечения корреляционной функции по времени показан на рис. 5a, а во врезке на рис. 5b показана область максимума корреляционной функции.

Величина запаздывания изменяется в течение суток из-за изменения ориентации проекции базы интерферометра на вектор скорости картины мерцания V_{ISS} в плоскости наблюдателя. На рис. 5c показана предполагаемая зависимость суточной вариации запаздывания дифракционной картины от времени суток. Мы оценили скорость $V_{\text{ISS}} = 970 \pm 30$ км/с. При аппроксимации мы варь-

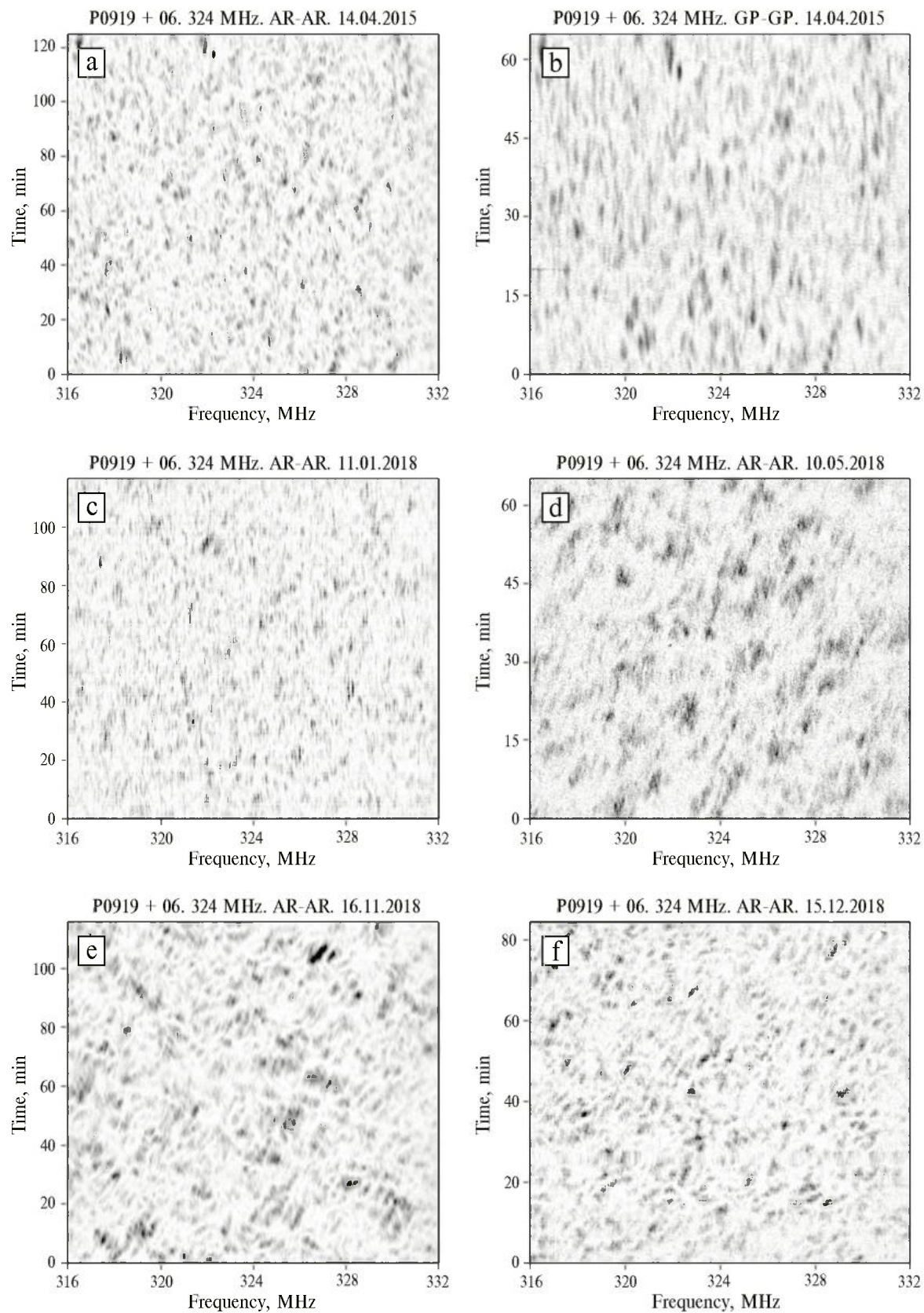


Рис. 3. Динамические спектры пульсара B0919+06.

Таблица 2. Параметры мерцаний

Пульсар	Дата	Δf_{dif} , кГц	Δt_{dif} , с	n	ρ_{dif} , $\times 10^3$ км	θ_{H} , mas	d/D		
							(a)	(b)	(c)
V0809+74	17.12.2012	940(13)	736(3)	>3.51					
V0809+74	24.11.2013	1000(100)	1120(11)	>2.98					
V0919+06	14.04.2015	80.3(4)	118.5(17)	3.98(5)	>0.9	<80	0.66(5)	>0.015	>0.0006
V0919+06	11.01.2018	36.2(6)	115(2)	3.95(6)	<70	>1		<0.55	<0.9
V0919+06	10.05.2018	195(13)	116(3)	3.80(5)	2.6(2)	28(2)		0.041(11)	0.0020(7)
V0919+06	16.11.2018	131(8)	106.37(3)	4.18(16)					
V0919+06	15.12.2018	133(1)	76(2)	3.895(3)	2.8(2)	26(2)		0.066(17)	0.0033(11)
V1133+16	04.02.2014	348(2)	100(16)	3.4(2)					
V1133+16	03.02.2018	100.2(3)	39.1(5)	3.48(13)	<86	>0.8		<0.8	<0.9
V1133+16	28.03.2018	140.6(6)	47.1(3)	3.72(2)					
V1133+16	17.12.2018	145(10)	117(6)	3.27(10)	6.0(8)	12.0(16)		0.072(13)	0.045(15)

Примечание. В скобках указаны погрешности в единицах последних приведенных знаков измеренных величин. Значение d/D (a) получено в результате вычисления времени запаздывания мерцательной картины между станциями. Значение d/D (b) получено из времени прохождения скинтелием точки наблюдения. Значение d/D (c) получено по формуле (9).

ировали только V_{ISS} , предполагая, что ее направление совпадает с направлением тангенциальной скорости пульсара. Расстояние до пульсара $D = 1210 \pm 190$ пк [21], а его собственное движение $\mu_p = 88.4 \pm 0.9$ mas/год [22]. Отсюда тангенциальная скорость пульсара равна $V_p = 510 \pm 90$ км/с, что сильно превосходит как орбитальную скорость Земли, так и, вероятно, скорость рассеивающего экрана. Тогда относительное расстояние до экрана

$$\frac{d}{D} = \frac{V_{\text{ISS}}}{V_p + V_{\text{ISS}}} = 0.66 \pm 0.05, \quad (10)$$

что соответствует расстоянию $d = 800 \pm 200$ пк от наблюдателя.

Прейдем к определению размеров кружка рассеяния. В эксперименте 14.04.2015 амплитуда функции видности, вычисленная по формуле (7), получилась близка к единице, т. е. кружок рассеяния не был разрешен на базе 2 416 км Грин-Бэнк-Аресибо, из чего следует, что его размер не превосходил 80 mas. В эксперименте 11.01.2018, наоборот, кружок рассеяния оказался полностью разрешен на наземно-космической базе 131 000 км, т. е. его размер составлял не менее 1–2 mas. В эксперименте 10.05.2018 на межконтинентальной базе Аресибо-Вестерборк удалось измерить амплитуду функции

видности и определить размер кружка рассеяния как 28.2 mas. На наземно-космических базах 16.11.2018 и 15.12.2018 кружок рассеяния вновь оказался полностью разрешен.

Наиболее плодотворным оказался эксперимент 15.12.2018, когда удалось измерить $B(\mathbf{b})$ на нескольких базах. На левой панели рис. 6 приведен пример ковариационной функции комплексного динамического спектра, полученного на базе Грин-Бэнк-Аресибо в левой круговой поляризации. Кружками показаны значения ковариационной функции для динамических спектров вне импульса, а квадратами — в импульсе. Для построения графика мы усреднили ковариационные функции по 9 точек, но для аппроксимации использовали данные без усреднения. Значение при нулевом сдвиге для аппроксимации обеих функций мы не использовали. Непрерывной линией показана аппроксимация ковариационной функции в окне импульса, а пунктирной — вне окна. Значение J вне окна импульса является константой и использовалось нами как нулевой уровень при определении $J^{\text{ab}}(0)$ и $J^{\text{ab}}(\Delta f \gg \Delta f_{\text{dif}})$. На правой панели рис. 6 показана зависимость амплитуды функции видности от величины проекции интерферометрической базы. Значение $B(\mathbf{b})$ удалось определить для баз Аресибо-Вестерборк и Грин-

Бэнк-Аресибо в обеих поляризациях. Линией показана зависимость $B_{\text{u}}(b)$, полученная в результате аппроксимации экспериментальных значений теоретическим выражением (5). Кривая соответствует диаметру кружка рассеяния $\theta_{\text{H}} = 26 \pm 2 \text{ mas}$. Здесь в качестве погрешности используется формальная ошибка аппроксимации. Это значение близко к полученному 10.05.2018, то есть полугодом ранее.

Позиционные углы баз GB-AR и AR-WB различаются почти на 75° . Выше мы неявно предположили, что пятно рассеяния пульсара симметричное (кружок), несмотря на то, что в ряде случаев это совсем не так [23, 6, 7]. Тем не менее значения θ_{H} , вычисленные для каждого отдельного значения $B(\mathbf{b})$, варьируются в небольшом диапазоне от 20 до 30 mas, что свидетельствует в пользу того, что предположе-

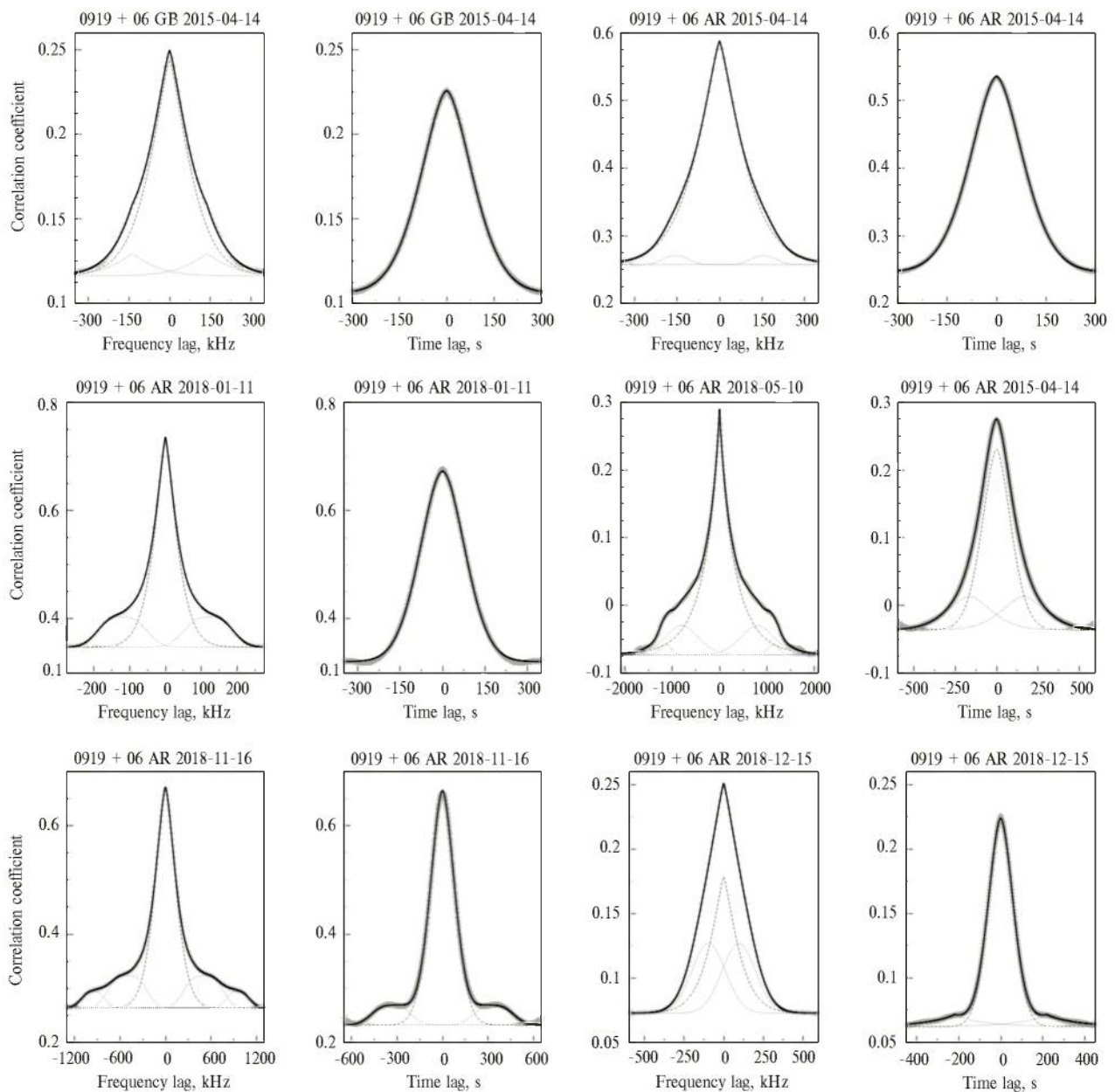


Рис. 4. Сечения двумерных автокорреляционных функций динамических спектров пульсара B0919+06 при $\Delta t_m = 0$ (нечетные столбцы) и при $\Delta f_n = 0$ (четные столбцы). Тонкими штриховыми и пунктирными линиями показаны компоненты аппроксимирующей функции, если их больше одного. Полоса декорреляции и время мерцаний определялись только по центральному (штриховая линия) компоненту.

ние о симметричности пятна рассеяния недалеко от истины.

Пространственный размер дифракционных пятен в плоскости наблюдателя ρ_{dif} , вычисленный по формуле (8), для обоих определенных значений θ_H составляет 2600–2800 км. Дифракционные пятна проходят через антенну за время Δt_{dif} , откуда получаем скорость движения дифракционной картины $V_{\text{ISS}} = \rho_{\text{dif}} / \Delta t_{\text{dif}}$. Она составляет 22 ± 2 км/с 10.05.2018 и 36 ± 4 км/с 15.12.2018, что более чем на

порядок меньше, чем мы получили ранее для сеанса 14.04.2015. Отсюда, используя (10), получаем расстояния до экрана $d/D = 0.041 \pm 0.011$ и 0.066 ± 0.017 для наблюдений 10.05.2018 и 15.12.2018 соответственно.

Такое расхождение в оценках V_{ISS} и, следовательно, в расстояниях до рассеивающих экранов, в наблюдении 2015 г. с одной стороны и наблюдениях 2018 г. с другой слишком велико, чтобы упустить его из вида. Первое, на что следует обратить внимание,

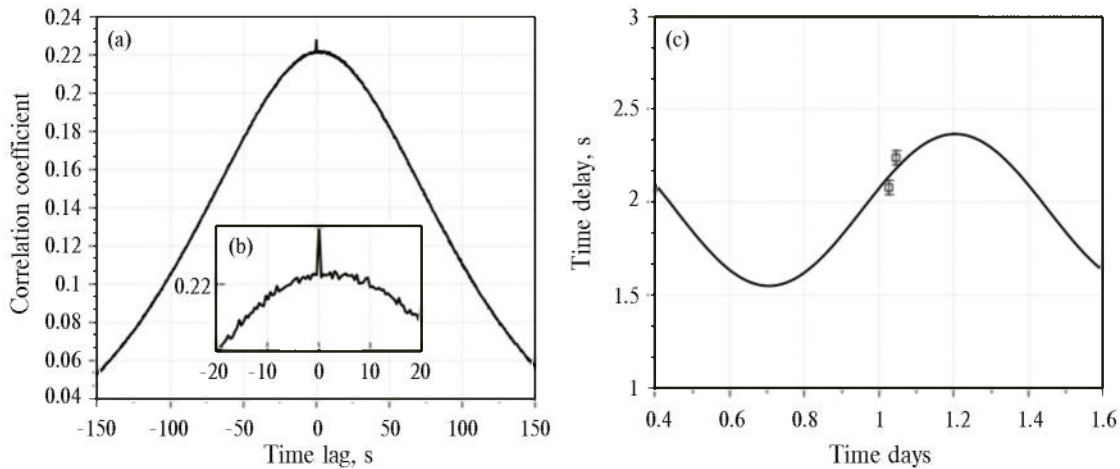


Рис. 5. Пульсар B0919+06, эксперимент 14.04.2015. (а) Сечение по времени взаимной корреляционной функции динамических спектров Аресибо и Грин-Бэнк. (б) Увеличенная часть ковариационной функции вблизи максимума. Узкий пик в нуле связан с тем, что мощность пульсара изменяется от импульса к импульсу, и не зависит от мерцаний, тогда как широкая часть, сдвинутая вправо, соответствует корреляции сцинтиллей. (с) Модельная зависимость времени запаздывания между антеннами Грин-Бэнк и Аресибо.

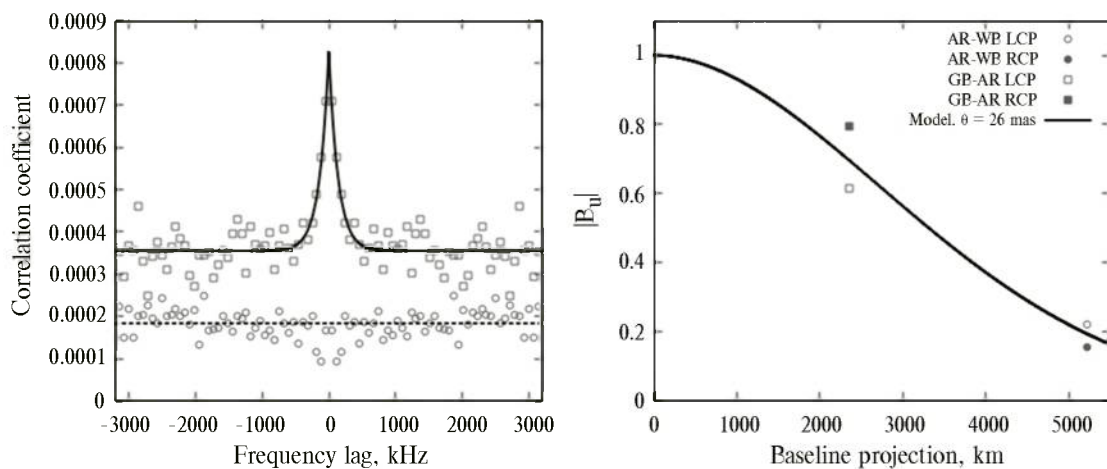


Рис. 6. Слева — ковариационные функции динамического спектра пульсара B0919+06 (15.12.2018) на базе Грин-Бэнк-Аресибо в окне импульса (квадратики и сплошная линия) и вне импульса (кружки и пунктирная линия). Справа — зависимость амплитуды функции видности от величины проекции базы. Кружками показаны значения, полученные на базе Аресибо-Вестерборк, квадратиками — Грин-Бэнк-Аресибо. Закрашенные фигуры — правая, незакрашенные — левая круговые поляризации. Линия — аппроксимация значений формулой (5).

V_{ISS} в двух последних экспериментах сравнима с орбитальной скоростью Земли. Если не пренебрегать движением экрана V_S и наблюдателя V_O , то скорость картины мерцаний можно записать в векторном виде

$$V_{ISS} = -\frac{d}{D-d} V_P + \frac{D}{D-d} V_S - V_O. \quad (11)$$

Здесь, как и ранее, мы рассматриваем только проекции соответствующих скоростей на UV -плоскость. Сначала предположим, что $V_S = 0$ и рассмотрим влияние скорости наблюдателя. В рассматриваемых экспериментах V_O была равна 4.3 и 16 км/с, а ее направление составляло с направлением скорости пульсара углы 179.5° и 82.6° соответственно. В силу того, что $V_P \gg V_O$, учет V_O почти не влияет на оценку расстояния до экрана, но может заметно изменить позиционный угол V_{ISS} . Если 10.05.2018 V_{ISS} оставалась направленной почти точно противоположно V_P , то 15.12.2018 отклонение составило 26° .

Если предположить, что в эксперименте 14.04.2014 мерцания пульсара происходили на том же экране, что и во время более поздних наблюдений, то с учетом движения наблюдателя угол между направлением проекции базы и V_{ISS} составит около 68° , что слишком мало, чтобы согласовать наблюдаемую задержку картины мерцаний между антеннами с V_{ISS} , которая при наших предположениях должна быть около 27 км/с. Конечно, возможно, что в разные моменты времени в рассеянии доминируют области межзвездной среды, находящиеся на различных расстояниях [24], но более вероятной причиной несогласованности полученных значений видится пренебрежение движением среды. Действительно, при близком расположении экрана к наблюдателю коэффициент перед V_S в формуле (11) порядка единицы и скорости экрана в несколько десятков километров в секунду достаточно для того, чтобы заметно изменить направление V_{ISS} .

Искомое расстояние до рассеивающего экрана можно определить без использования информации о скорости движения мерцательной картины. Формула (9) требует только знания Δf_{dif} и θ_H , которые были одновременно измерены в тех же экспериментах 10.05.2018 и 15.12.2018. Подставив значения, мы получаем даже более близкое положение экрана: $d/D = 0.0020 \pm 0.0007$ и 0.0033 ± 0.0011 соответственно.

3.3. Пульсар B1133+16

Пульсар B1133+16 демонстрирует спорадическое пропадание импульсов, которое обычно называют нуллингами, причем их доля в спектре составляет

около 15%. Для того чтобы исключить влияние нуллингов на результаты корреляции, мы несколько модернизировали процедуру обработки исходных динамических спектров. Известно, что распределение импульсов пульсаров по мощности хорошо описывается логнормальным распределением. Построив распределение импульсов по мощности, мы выделили самые слабые импульсы, которые оказались в избытке по сравнению с логнормальным распределением. После этого мы усреднили динамические спектры по три импульса, причем нуллинги в усреднении не участвовали. Если вся тройка импульсов состояла из нуллингов, то итоговое значение получалось путем усреднения значений соседних троек импульсов. Таким образом разрешение по времени ухудшилось до 3.65 с. Итоговые динамические спектры показаны на рис. 7.

Для эксперимента 03.02.2018 использование 65 536 частотных каналов оказалось избыточно. Поэтому, после обработки медианным фильтром для устранения импульсных помех данные были усреднены по 16 частотных каналов. Частотное разрешение составило 3.9 кГц.

Поскольку время мерцаний оказалось сравнимо с промежутком времени между отдельными сканами (30 с), для его определения мы использовали только отдельные сканы, а результаты, полученные в отдельных сканах, усредняли. Примеры сечений двумерных автокорреляционных функций динамических спектров пульсара приведены на рис. 8. Расстояние до B1133+16 составляет 372 ± 3 пк [24]. Несмотря на то, что пульсар располагается даже ближе, чем B0809+74, и обладает меньшей мерой дисперсии, значения его параметров мерцаний ближе к значениям более далекого пульсара B0919+06. Сами полученные значения, как и у других пульсаров, меняются со временем в 2–3 раза.

В эксперименте 17.12.2018 интерференционный сигнал найден как на наземных, так и на наземно-космических базах. На рис. 9 показана зависимость амплитуды функции видности от проекции базы интерферометра. Аппроксимация полученных значений только на наземных базах формулой (5) позволяет оценить размер кружка рассеяния в 12 mas. Полученная формальная погрешность 1.6 mas по всей видимости занижена в несколько раз, поскольку в силу ограниченности полосы приема величина $J^{ab}(\Delta f \gg \Delta f_{dif})$ не стремится к постоянной величине по мере увеличения Δf , а осциллирует, что затрудняет определение B_u и вносит дополнительную погрешность в измерения. На наземно-космических базах амплитуда видности заметно выше

ожидаемой в соответствии с выражением (5). Такое явление наблюдалось ранее и свидетельствует о том, что на самых больших базах интерферометр разрешает субструктуру диска рассеяния [5].

В этом эксперименте динамический спектр хорошо различим на двух телескопах: Аресибо и Грин-Бэнк. Как и для пульсара B0919+06, мы попытались измерить задержку мерцательной картины между станциями. Усреднение по три импульса сильно ухудшает временное разрешение, а обилие нуллингов приводит к тому, что взаимная корреляция спектров скорее отражает корреляцию нуллингов, чем сцинтиллей. Для повышения точности измерений мы выделили в динамических спектрах блоки по 20 импульсов, свободных от нуллингов. За два часа наблюдений набралось в сумме около 15 минут, пригодных для взаимной корреляции. Мы определили,

что картина мерцаний наблюдалась в Аресибо на 0.5 ± 0.2 с позже, что вдвое меньше периода пульсара, то есть с уверенностью можно только утверждать, что искомая задержка мала.

Макки и др. показали, что в направлении этого пульсара выделяются пять экранов, обозначенных авторами буквами от В до F, которые попеременно проявляли себя в эффектах рассеяния с 1980 по 2015 г. [24]. Экран F расположен всего на расстоянии 5.5 пк от Солнца, что составляет всего 1.5% расстояния до пульсара. В соответствии с формулой (11), вклад тангенциальной скорости пульсара $659.7^{+4.2}_{-4.5}$ км/с [24] в V_{ISS} становится сравним со скоростью наблюдателя 7 км/с и экрана 5.3 ± 0.4 км/с. К сожалению, направление скорости экрана не известно, что не позволяет сделать вывод о соответствии наблюдаемой задержки мерцаний этому

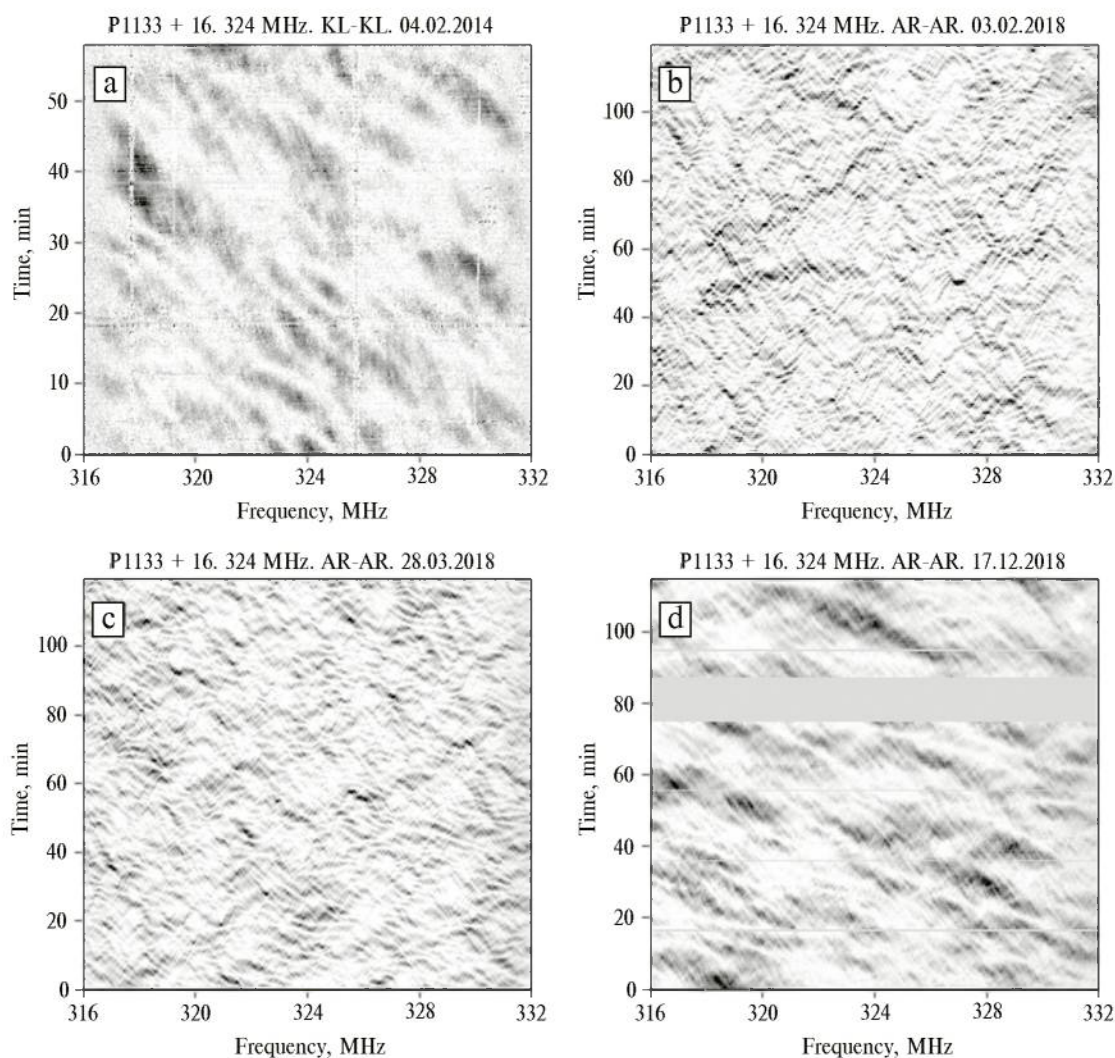


Рис. 7. Динамические спектры пульсара B1133+16.

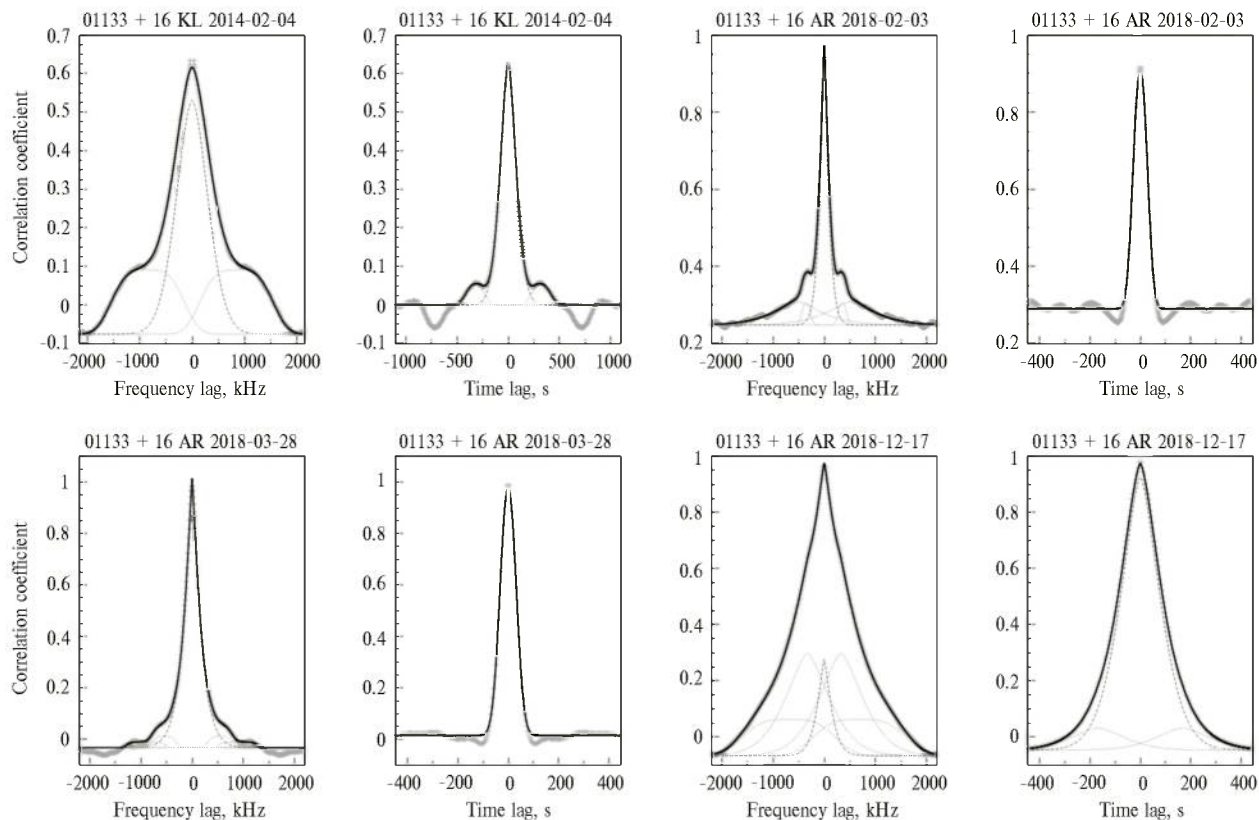


Рис. 8. Сечения двумерных автокорреляционных функций динамических спектров пульсара B1133+16 при $\Delta t_m = 0$ (нечетные столбцы) и при $\Delta f_n = 0$ (четные столбцы). Тонкими линиями показаны компоненты аппроксимирующей функции, если их больше одного. Полоса декорреляции и время мерцаний определялись только по центральному (штриховая линия) компоненту.

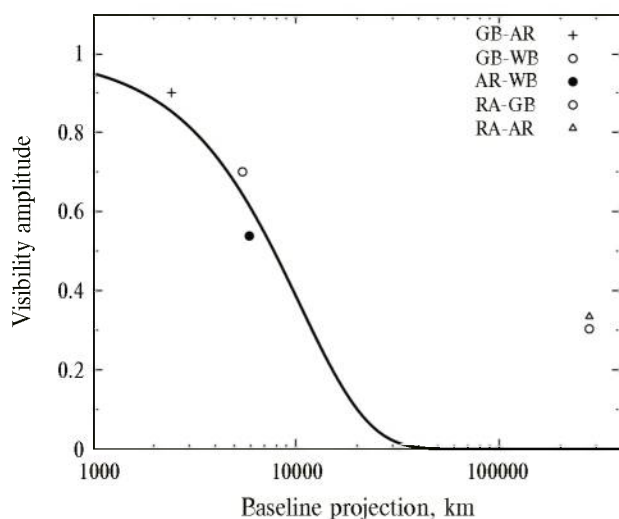


Рис. 9. Зависимость амплитуды функции видности от величины проекции базы пульсара B1133+16 в эксперименте 17.12.2018. Аппроксимация значений наземных баз показана сплошной линией.

экрану. Остальные экраны располагаются на расстояниях от 0.3 до 0.7 расстояния до пульсара и могут обладать скоростями, значительно превышающими скорость звука в межзвездной среде, а значит, значительно влиять на величину и направление V_{ISS} . Также нельзя исключать рассеяния одновременно на нескольких экранах. Таким образом, из малой измеренной задержки картины мерцаний и малого ($5 - 21^\circ$) угла проекции базы интерферометра с направлением скорости пульсара во время наблюдения следует скорее не высокое значение V_{ISS} , а существенная разница между направлениями тангенциальной скорости пульсара и скорости дифракционной картины относительно наблюдателя.

Измеренному кружку рассеяния соответствует пространственный размер $\rho_{dif} = (6.0 \pm 0.8) \times 10^3$ км, что вместе с измеренным временем мерцания дает скорость интерференционной картины всего 51.9 ± 9 км/с. Это значение противоречит рассеиванию только на экране F, поскольку он один не может обеспечить такое высокое значение V_{ISS} .

Вместе с тем такая скорость может привести к столь малой задержке картины мерцаний только если она направлена примерно перпендикулярно базе интерферометра.

Если бы рассеивающая среда была распределена однородно, то размер кружка рассеяния был бы всего 3.6 mas. Измеренный нами размер существенно больше, что требует расположения экрана вблизи наблюдателя. С помощью (9) получаем, что экран расположен на относительном расстоянии $d/D = 0.045 \pm 0.015$ или в абсолютных величинах 17 ± 5 пк. Это очень небольшое расстояние, на котором сложно найти заметные газовые структуры, которые могли бы рассеивать излучение далекого пульсара. С другой стороны, галактическая широта пульсара равна 69° , значит, он находится примерно в 340 пк над плоскостью Галактики, то есть на периферии звездного диска, и существенно выше основной массы межзвездного газа. Поэтому близкое положение рассеивающего экрана выглядит достаточно правдоподобно.

В эксперименте 03.02.2018 присутствовала только наземно-космическая база с телескопом Аресибо. Условия наблюдения были похожи на рассмотренные выше. Мы получили значение функции видности 0.08, что даже меньше того, что было получено на этой же базе в рассмотренном выше эксперименте. Поэтому с тем же основанием можем сделать вывод, что на столь большой базе кружок рассеяния полностью разрешен, и можно поставить только ограничение: $\theta_H > 0.8$ mas.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Подробное исследование мерцаний пульсара B0809+74 на частотах ниже 111 МГц ранее провели Шишов и Смирнова [25]. Наше значение n получилось систематически ниже полученного ими значения 3.7 ± 0.04 , что, видимо, связано с малым числом сцинтилл, полностью попавших в динамический спектр, вызванное недостаточной продолжительностью сеансов наблюдения. Приведение полученных нами значений Δf_{dif} и Δt_{dif} к значениям из этой работы с помощью соотношений $\Delta f_{\text{dif}} \propto f^{2n/(n-2)}$ и $\Delta t_{\text{dif}} \propto t^{2/(n-2)}$ показывает, что величины Δf_{dif} находятся в хорошем соответствии со значениями, полученными в работе [25], а Δt_{dif} несколько занижены, что полностью совпадает с ожиданиями.

Для пульсара B0919+06 имеются измерения параметров дифракционных мерцаний Δf_{dif} и Δt_{dif} на протяжении почти 20 лет [26, 27, 28] в основном на частотах 327 и 430 МГц. Долговременные наблюдения параметров мерцаний показали большую их

переменность [28]. Так, на частоте 327 МГц они меняются от 120 до 400 кГц и от 60 до 230 с. Полученные нами значения дифракционных параметров (табл. 2) близки к нижней границе этих диапазонов. Используя их, можно оценить скорость движения дифракционной картины относительно наблюдателя. Так, для колмогоровского спектра и статистически однородного распределения неоднородностей на луче зрения [29]

$$V_{\text{ISS,u}} [\text{км / с}] = A \frac{\sqrt{D \Delta f_{\text{dif}}}}{f \Delta t_{\text{dif}}}, \quad (12)$$

где $A = 2.53 \times 10^4$ км/с, Δf_{dif} в МГц, D в кпк, f в ГГц и Δt_{dif} в секундах. Подставляя наши значения в формулу (12), получим для пяти экспериментов значения $V_{\text{ISS,u}}$ соответственно 200, 140, 330, 290 и 410 км/с, что сильно отличается от значений, полученных нами в разделе 3.2. Если распределение межзвездной плазмы неоднородно на луче зрения, то

$$V_{\text{ISS}} = W_C \left[\frac{2d}{D-d} \right]^{1/2} V_{\text{ISS,u}}, \quad (13)$$

где W_C — коэффициент порядка 1, слабо зависящий от спектра неоднородностей межзвездной плазмы [29]. Подставляя в последнюю формулу значения для V_{ISS} и $V_{\text{ISS,u}}$, полученные в экспериментах 10.05.2018 и 15.12.2018, получаем относительные расстояния 0.002 и 0.004 соответственно, что хорошо согласуется с нашими выводами выше. Полученное нами ранее по запаздыванию дифракционной картины значение $V_{\text{ISS}} = 970$ км/с предполагает, что направление скорости пульсара совпадает с направлением скорости дифракционной картины, что, по-видимому, не так.

Совместный анализ астрометрических наблюдений PSR B0919+06 и межзвездных мерцаний показал, что вдобавок к протяженному компоненту электронной плотности в направлении этого пульсара существует рассеивающий экран на расстоянии менее 240 пк от Солнца [21]. По-видимому, он и влияет на большую переменность дифракционных параметров пульсара. В предположении толщины такого экрана 10 пк оценка меры дисперсии составляет $10^{-3} < \Delta DM < 3 \times 10^{-2}$ пк/см³, что соответствует электронной концентрации $10^{-4} < n_e < 0.003$ см⁻³. Это согласуется с вариацией DM для B0919+06 в 4×10^{-3} пк/см³ [30]. Средняя электронная плотность при $DM = 27.271$ пк/см³ составляет 0.023 см⁻³.

Такое сравнительно близкое положение экрана в целом согласуется с нашими измерениями, хотя и

заметно превосходит полученное нами расстояние до экрана. Однако, если применить для анализа полученных параметров двухкомпонентную модель с экраном и протяженным рассеивающим компонентом, то это неизбежно приведет к необходимости сместить экран еще ближе к наблюдателю [14], что выглядит неправдоподобно.

Открытие параболических структур (арок) при анализе двумерного Фурье спектра от динамического спектра пульсаров [31] позволило оценивать расстояние до экранов и их свойства. Теория таких арок была развита в работах [32, 33]. Пульсар B0919+06 был одним из первых, у которого таким способом было оценено расстояние до экрана: $d/D = 0.41$ и соответствующий ему размер диска рассеяния 3.6 mas [31]. Позже тем же методом было показано наличие двух экранов на относительных расстояниях 0.48 и 0.86 от наблюдателя [34]. Теория параболических дуг требует, чтобы рассеянное изображение пульсара было сильно вытянуто, что не подтверждается нашими измерениями. При определении расстояния предполагается, что направление вытянутости диска рассеяния совпадает с направлением эффективной скорости пульсара. Если угол между этими направлениями отличен от нуля, то положение рассеивающих экранов должно быть ближе к наблюдателю. Однако, по мере увеличения этого угла параболические дуги из вторичных спектров пропадают, а значит, полностью согласовать наши результаты с результатами по дугам не получается.

Полученные нами параметры мерцаний Δf_{dif} и Δt_{dif} для PSR B1133+16 имеют сильную переменность, они изменяются практически в 3.5 раза (см. табл. 2). В работе [28] по наблюдениям в течение 90 дней на частоте 327 МГц имеет место такая же сильная переменность. Это свидетельствует о наличии на луче зрения кроме протяженного компонента сильно рассеивающих экранов. Это же подтверждается нашими измерениями: размер кружка рассеяния почти в 4 раза больше того, который соответствует рассеянию на однородно распределенной рассеивающей плазме.

О наличии рассеивающих экранов в направлении PSR B1133+16 сообщалось в ряде работ [35, 36, 37, 38]. Было показано, что в направлении этого пульсара существует 6 отстоящих друг от друга рассеивающих экранов, проявляющихся во вторичных спектрах в различных комбинациях в разные моменты времени [24]. Для пяти из этих экранов были измерены расстояния, скорости движения и угол их скорости по отношению к большой оси диска рассеяния пульсара. Ближайший из обнаруженных экранов распо-

лагается на расстоянии 5.46 пк от Солнца, что близко к полученному нами значению, однако обладает незначительной собственной скоростью и, следовательно, не может быть причиной обнаруженного различия направлений V_p и V_{ISS} . Другие экраны обладают большой скоростью, но расположены значительно дальше определенного нами расстояния. С другой стороны, проведенный нами анализ не позволяет различать несколько экранов друг от друга, если они действуют одновременно, а их кумулятивное действие может принимать разные формы.

Моделирование распределения яркости в диске рассеяния пульсара на основании анализа вторичных спектров показало, что изображение пульсара сильно вытянуто с характерными размерами $13 \times 2 \text{ mas}$ [39]. Максимальный размер хорошо согласуется с нашими измерениями, но надо принять во внимание, что в своем анализе мы предполагали симметричное изображение пульсара.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью наземно-космического интерферометра Радиоастрон мы провели исследование мерцаний трех радиопульсаров: B0809+74, B0919+06 и B1133+16. Сопоставляя измеренные параметры рассеяния: полосу декорреляции, время мерцаний, размер диска рассеяния, показатель степени спектра пространственных неоднородностей рассеивающей плазмы — мы оценили расстояние до рассеивающих экранов, которое оказалось сравнительно небольшим. Сравнивая динамические спектры, полученные на разных антеннах, мы обнаружили, что для описания перемещения дифракционной картины в плоскости наблюдателя недостаточно знания только скорости и направления движения пульсара. По всей видимости, рассеивающая среда обладает собственной весьма высокой скоростью, что приводит к существенному отличию направления движения дифракционной картины от направления тангенциальной скорости пульсара.

БЛАГОДАРНОСТИ

Проект Радиоастрон осуществлялся Астрокосмическим центром Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук и Научно производственным объединением им. С. А. Лавочкина по контракту с Госкорпорацией РОСКОСМОС совместно с многими научно-техническими организациями в России и других странах. В этой публикации использованы результаты наблюдений пульсаров, выполненные по программе проекта Радиоастрон на следующих радиотелескопах: 100-м радиотелескоп

обсерватории Грин-Бэнк, 300-м радиотелескоп обсерватории Аресибо, 64-м радиотелескоп Калязинской радиоастрономической обсерватории, интерферометр в Вестерборке (после 2013 г. только один 25-м телескоп), 64-м телескоп Национального института астрофизики Италии в Сардинии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *N. W. Broten, J. L. Locke, T. H. Legg, C. W. McLeish, and R. S. Richards*, *Nature* (London) 215(5096), 38 (1967).
2. *Н. С. Кардашев, А. В. Алакоз, А. С. Андрианов, М. И. Артюхов, и др.*, *Вестник НПО им. С. А. Лавочкина*, № 3(33), р. 4 (2016), https://elibrary.ru/download/elibrary_26421217_17562386.pdf.
3. *Н. С. Кардашев, А. В. Алакоз, А. С. Андрианов, У. Баан, и др.*, *Вестник НПО им. С. А. Лавочкина*, № 3(41), р. 3 (2018), https://elibrary.ru/download/elibrary_36328394_55227639.pdf.
4. *C. R. Gwinn, M. V. Popov, N. Bartel, A. S. Andrianov, et al.*, *Astrophys. J.* 822(2), id. 96 (2016), arXiv:1501.04449 [astro-ph.GA].
5. *M. V. Popov, N. Bartel, C. R. Gwinn, M. D. Johnson, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 465(1), 978 (2017), arXiv:1609.04008 [astro-ph.HE].
6. *М. В. Попов, А. С. Андрианов, М. С. Бургин, В. А. Зуга, А. Г. Рудницкий, Т. В. Смирнова, В. А. Согласнов, Е. Н. Фадеев*, *Астрон. журн.* 96(5), 393 (2019).
7. *T. V. Smirnova, V. I. Shishov, A. S. Andrianov, M. S. Burgin, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 496(4), 5149 (2020).
8. *N. Bartel, M. S. Burgin, E. N. Fadeev, M. V. Popov, N. Ronaghikhameneh, T. V. Smirnova, and V. A. Soglasnov*, *Astrophys. J.* 941(2), id. 112 (2022), arXiv:2210.16669 [astro-ph.GA].
9. *T. V. Smirnova, V. I. Shishov, M. V. Popov, C. R. Gwinn, et al.*, *Astrophys. J.* 786(2), id. 115 (2014), arXiv:1402.6346 [astro-ph.GA].
10. *V. I. Shishov, T. V. Smirnova, C. R. Gwinn, A. S. Andrianov, M. V. Popov, A. G. Rudnitskiy, and V. A. Soglasnov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 468(3), 3709 (2017), arXiv:1605.05727 [astro-ph.SR].
11. *А. С. Андрианов, Т. В. Смирнова, В. И. Шишов, К. Гвин, М. В. Попов*, *Астрон. журн.* 94(6), 516 (2017).
12. *М. В. Попов, А. С. Андрианов, Н. Бартель, К. Гвинн, и др.*, *Астрон. журн.* 93(9), 778 (2016).
13. *E. N. Fadeev, A. S. Andrianov, M. S. Burgin, M. V. Popov, A. G. Rudnitskiy, V. I. Shishov, T. V. Smirnova, and V. A. Zuga*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 480(3), 4199 (2018), arXiv:1801.06099 [astro-ph.GA].
14. *E. N. Fadeev*, *Res. Astron. and Astrophys.* 18(8), id. 103 (2018), arXiv:1805.07983 [astro-ph.GA].
15. *М. В. Попов, Т. В. Смирнова*, *Астрон. журн.* 98(11), 929 (2021).
16. *М. В. Попов*, *Астрон. журн.* 99(12), 1264 (2022).
17. *V. I. Shishov, T. V. Smirnova, W. Sieber, V. M. Malofeev, et al.*, *Astron. and Astrophys.* 404(2), 557 (2003).
18. *C. R. Gwinn, J. M. Cordes, N. Bartel, A. Wolszczan, and R. L. Mutel*, *Astrophys. J.* 334, L13 (1988).
19. *M. C. Britton, C. R. Gwinn, and M. J. Ojeda*, *Astrophys. J.* 501, L101 (1998), arXiv:astro-ph/9610028.
20. *W. F. Briskin, J. M. Benson, W. M. Goss, and S. E. Thorsett*, *Astrophys. J.* 571(2), 906 (2002), arXiv:astro-ph/0204105.
21. *S. Chatterjee, J. M. Cordes, T. J. W. Lazio, W. M. Goss, E. B. Fomalont, and J. M. Benson*, *Astrophys. J.* 550(1), 287 (2001), arXiv:astro-ph/0010060.
22. *R. S. McGary, W. F. Briskin, A. S. Fruchter, W. M. Goss, and S. E. Thorsett*, *Astron. J.* 121(2), 1192 (2001), arXiv:astro-ph/0010374.
23. *W. F. Briskin, J. P. Macquart, J. J. Gao, B. J. Rickett, W. A. Coles, A. T. Deller, S. J. Tingay, and C. J. West*, *Astrophys. J.* 708(1), 232 (2010), arXiv:0910.5654 [astro-ph.GA].
24. *J. W. McKee, H. Zhu, D. R. Stinebring, and J. M. Cordes*, *Astrophys. J.* 927(1), id. 99 (2022), arXiv:2112.11980 [astro-ph.HE].
25. *Т. В. Смирнова, В. И. Шишов*, *Астрон. журн.* 85(9), 818 (2008).
26. *J. M. Cordes, J. M. Weisberg, and V. Boriakoff*, *Astrophys. J.* 288, 221 (1985).
27. *J. M. Cordes and A. Wolszczan*, *Astrophys. J.* 307, L27 (1986).
28. *N. D. R. Bhat, A. P. Rao, and Y. Gupta*, *Astrophys. J. Suppl.* 121(2), 483 (1999), arXiv:astro-ph/9810354.
29. *J. M. Cordes and B. J. Rickett*, *Astrophys. J.* 507(2), 846 (1998).
30. *J. A. Phillips and A. Wolszczan*, *Astrophys. J.* 385, 273 (1992).
31. *D. R. Stinebring, M. A. McLaughlin, J. M. Cordes, K. M. Becker, J. E. E. Goodman, M. A. Kramer, J. L. Shekard, and C. T. Smith*, *Astrophys. J.* 549(1), L97 (2001), arXiv:astro-ph/0010363.
32. *M. A. Walker, D. B. Melrose, D. R. Stinebring, and C. M. Zhang*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 354(1), 43 (2004), arXiv:astro-ph/0403587.

33. *J. M. Cordes, B. J. Rickett, D. R. Stinebring, and W. A. Coles*, *Astrophys. J.* 637(1), 346 (2006), arXiv:astro-ph/0407072.
34. *M. L. Putney and D. R. Stinebring*, *Chin. J. Astron. and Astrophys. Suppl.* 6(S2), 233 (2006).
35. *A. S. Hill, D. R. Stinebring, C. T. Asplund, D. E. Berwick, W. B. Everett, and N. R. Hinkel*, *Astrophys. J.* 619(2), L171 (2005), arXiv:astro-ph/0411752.
36. *D. R. Stinebring*, *Chin. J. Astron. and Astrophys. Suppl.* 6(S2), 204 (2006).
37. *D. Stinebring*, *Astron. Astrophys. Trans.* 26(6), 517 (2007).
38. *D. R. Stinebring, B. J. Rickett, and S. K. Ocker*, *Astrophys. J.* 870(2), id. 82 (2019), arXiv:1811.04519 [astro-ph.GA].
39. *F. S. Trang and B. J. Rickett*, *Astrophys. J.* 661(2), 1064 (2007), arXiv:astro-ph/0702210.

MEASUREMENT OF RADIO EMISSION SCATTERING PARAMETERS IN THE DIRECTION OF PULSARS B0809+74, B0919+06 AND B1133+16 WITH GROUND-SPACE INTERFEROMETER RADIOASTRON

**E. N. Fadeev^{1,*}, A. S. Andrianov¹, M. S. Burgin¹, M. V. Popov¹,
A. G. Rudnitskiy¹, T. V. Smirnova², V. A. Soglasnov¹**

¹*Astro-Space Center of the P. N. Lebedev Physical Institute of RAS, Moscow, Russia*

²*Puschino Radio Astronomical Observatory of the Astro-Space Center of the P. N. Lebedev
Physical Institute of RAS, Puschino, Russia*

*E-mail: fadeev@asc.rssi.ru

We present the analysis of observations of three pulsars at a frequency of 327 MHz with the ground-space interferometer RadioAstron. The main scintillation parameters were measured: the decorrelation bandwidth Δf_{dif} and the scintillation time Δt_{dif} . We have found that these parameters vary significantly over time. For PSR B1133+16, the decorrelation bandwidth Δf_{dif} varied from 100 kHz to 350 kHz from 2014 to 2018. For PSR B0919+06 Δf_{dif} varied from 36 kHz to 195 kHz over approximately the same time period. In the direction of the observed pulsars, the power-law indices for the spatial inhomogeneity spectrum of the scattering plasma were estimated. The characteristic frequency and time scales of the diffractive scintillations for PSR B0809+74 are comparable to the receiver bandwidth and observation time, respectively. Therefore, only a lower limit for n can be obtained for this pulsar. For PSR B1133+16, the mean value is $n = 3.40 \pm 0.11$, and $n = 3.90 \pm 0.04$ for PSR B0919+06. We have also measured the angular diameter of the average scattering disks, θ_{H} , for these two pulsars. For PSR B0919+06, $\theta_{\text{H}} = 26 - 28$ mas, and for B1133+16, $\theta_{\text{H}} = 12.0 \pm 1.6$ mas. We provide the estimates of the distance to the scattering screens. All measured parameters have been compared with previously published data.

Keywords: interstellar plasma, radio pulsars, interstellar scintillation, VLBI

ВСПЫШКА 7 ИЮНЯ 2011 ГОДА И АНАЛИЗ ФРАГМЕНТОВ ЭРУПТИВНОГО ПРОТУБЕРАНЦА

© 2024 г. Ю. А. Купряков^{1,*}, К. В. Бычков¹, В. А. Малютин²,
А. Б. Горшков¹, О. М. Белова²

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, Москва, Россия

²Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Физический факультет, Москва, Россия

*E-mail: kupry@asu.cas.cz

Поступила в редакцию 21.01.2024 г.

После доработки 06.08.2024 г.

Принята в печать 15.08.2024 г.

Солнечные вспышки могут сопровождаться большими скоростями плазмы, превышающими несколько сотен км/с. Обнаружение и измерение таких скоростей ограничены узкополосными фильтрами и небольшим диапазоном длин волн в большинстве солнечных инструментов. Тем не менее, подобные события с доплеровскими скоростями, превышающие 200 км/с, были обнаружены на солнечных оптических спектрографах в Ondřejov Observatory. Мы представляем результаты анализа наших многоволновых наблюдений, выполненных в ходе солнечной вспышки 7 июня 2011 г., и расчет нескольких физических параметров фрагментов эруптивного протуберанца на фоне вспышки. Выполнены расчеты излучения нагретого газа с учетом самопоглощения в частотах спектральных линий водорода и кальция. В уравнениях баланса учитываются все основные процессы заполнения и опустошения уровней. Теоретические потоки излучения в линиях совпадают с наблюдаемыми в диапазоне температур 6300–10 000 К при концентрации газа около $(3–5) \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, толщине слоя газа 6800–7000 км и столбцовой концентрации $(2–4) \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$.

Ключевые слова: солнечная вспышка, эруптивный протуберанец, хромосфера, спектральные линии, модель однородных слоев газа

DOI: 10.31857/S0004629924110066 EDN: JKYUAC

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечное извержение после вспышки 7 июня 2011 г. показало интересную особенность. На снимках с SDO хорошо видно, что падающие фрагменты протуберанца видны в виде маленьких ярких пакетов материи. Эти яркие объекты соответствуют ударам о хромосферу. Их характеристики можно использовать в качестве шаблона для удара звездных аккреционных потоков [1]. Удары падающих фрагментов протуберанца произошли далеко от места извержения и вызвали интенсивные EUV излучения, наблюдаемые (AIA) на борту SDO, тем самым поддерживая сценарий, в котором избыток мягкого рентгеновского излучения, наблюдаемый в молодых звездах, обусловлен воздействием аккреционных потоков, но также и возможностью фрагментации потоков, которая ранее не учитывалась. Это событие также вызвало увеличения яркости, наблюдаемые в каналах UV 1600 Å и 1700 Å SDO/AIA. Ультрафиолетовое излучение мо-

лодых аккрецирующих звездных систем является спорным вопросом. Недавние работы собрали и проанализировали большой объем данных из систем Т Тельца [2].

Поведение интегральных потоков в спектральных линиях оптического, ультрафиолетового и инфракрасного диапазонов является надежным маркером для уточнения параметров тех слоев, где формируется это излучение. Так, формирование спектральных линий атома водорода и иона Ca II в условиях, характерных для солнечных протуберанцев, описано в работах [3, 4]. В работах моделируется излучение от системы плоскопараллельных слоев газа, входными параметрами для которых являются температура, газовое давление и микротурбулентная скорость. Однако если модель атома H I учитывает 20 дискретных уровней, то модель Ca II только 5 уровней. В нашей работе мы показываем, что малого числа учитываемых дискретных состояний может быть не-

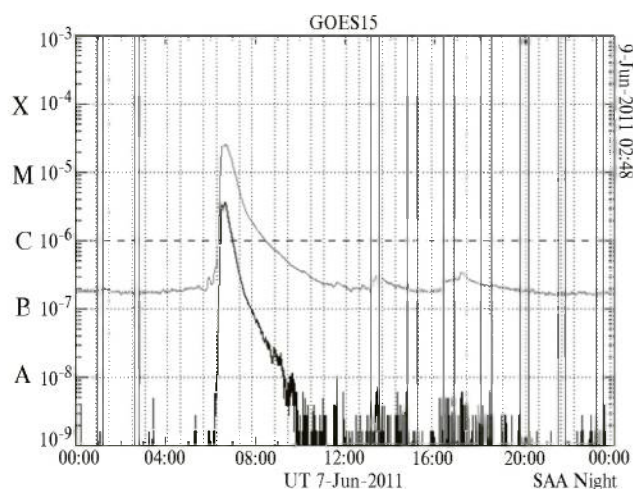


Рис. 1. Поток рентгеновского излучения GOES15 [Вт/м²]. Серая кривая соответствует диапазону 1–8 Å, черная кривая — диапазону 0.5–4 Å.

достаточно для правильного расчета состояния ионизации. Таким образом, задача определения физических параметров фрагментов эруптивного протуберанца является актуальной как для солнечной, так и для звездной астрофизики.

Исследуя данное событие, мы определили потоки в трех спектральных линиях и физические параметры плазмы падающих объектов.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Фрагменты протуберанца мы наблюдали 7 июня 2011 г. в активной области NOAA 11226 после солнечной вспышки M2.5. Начало вспышки приходится на 6:16 UT, импульсная фаза продолжается с 6:16 UT до примерно 6:45 UT, а фаза затухания длится более 2 часов (рис. 1). Помимо теплового излучения, на спутниках RHESSI и Fermi в импульсной фазе

наблюдалось также нетепловое излучение электронов с энергией 100–300 кэВ. Временная эволюция вспышки хорошо видна с помощью системы (AIA) на борту SDO. Мы исследовали эрупцию протуберанца и последующее падение фрагментов этого протуберанца в хромосферу одновременно на двух спектрографах обсерватории Ondřejov: MFS (Multichannel-Flare-Spectrograph) и HSFA-2 (Horizontal-Sonnen-Forschungs-Anlage 2). Описание инструментов приведено на странице сайта обсерватории. На рис. 2 показан монтаж наших наблюдений на спектрографе MFS (справа) и наблюдений SDO в линии 304 Å (кадр слева). На кадре видна сама вспышка и эруптивный протуберанец, активированный вспышкой (темные образования). Значения скоростей расширения облака, измеренные нами по спектрам, лежат в диапазоне 70–400 км/с. Наклон в спектре указывает на движения фрагментов протуберанца как к наблюдателю, так и от него. Используя спектрограф HSFA-2, нам удалось осуществить детальный анализ фрагментов этого протуберанца. Мы проводили наблюдения в линиях H Ca II, Hβ, D3, Hα и Ca IR 8542 Å. Из-за малой интенсивности излучения падающие фрагменты удалось обнаружить только в линиях H Ca II, Hβ и Hα (пример спектра показан на рис. 3). После обработки спектров были получены профили линий элементов протуберанца и спокойной хромосферы, а затем определены значения потоков излучения (см. рис. 4). В табл. 1 приведены значения наблюдаемых потоков (F^o), которые определены с точностью до второй значащей цифры после запятой.

Через r^o обозначим отношение наблюдаемых потоков линий бальмеровской серии, $r^o = F^o(H\alpha) / F^o(H\beta)$. Из приведенных в таблице чисел следует $r^o = 5.56$, это значение является типичным для полупрозрачного в линии Hα водорода, возбуждаемого электронным ударом.

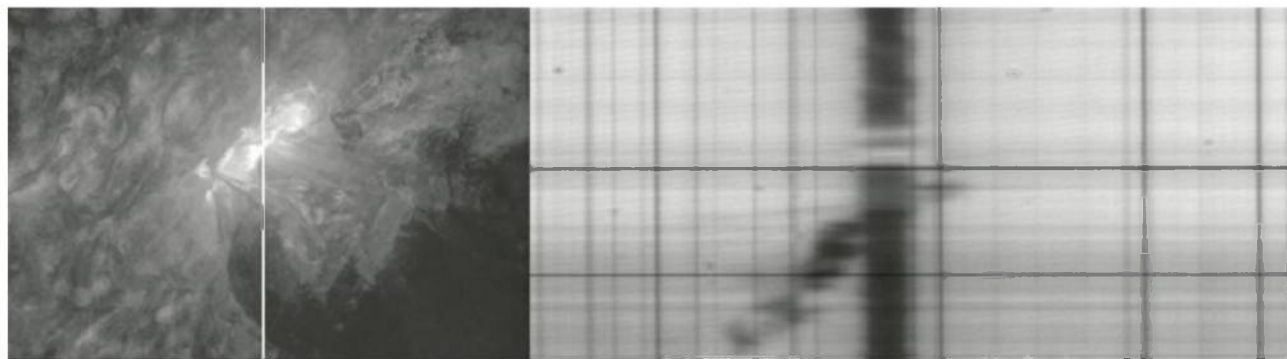


Рис. 2. Слева — SDO фильтрограмма в линии 304 Å. Белая вертикальная линия соответствует положению щели спектрографа. Справа — спектр Hα (MFS Ondřejov). Момент наблюдений: 06:40:32 UT.

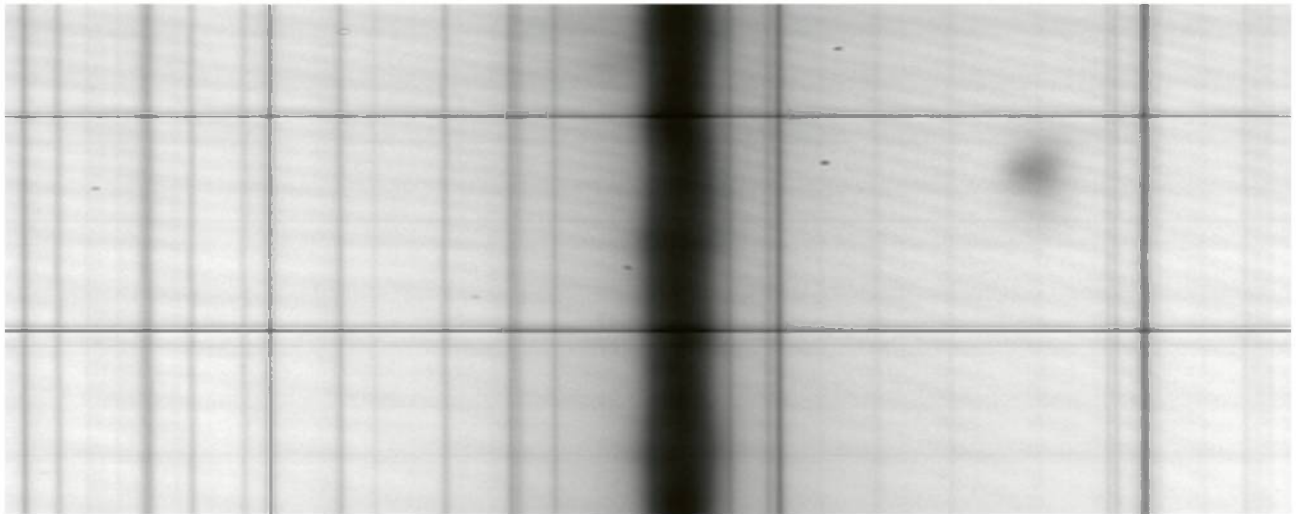


Рис. 3. Вид падающего фрагмента в линии $H\alpha$. Расстояние между горизонтальными реперными линиями соответствует 5×10^4 км.

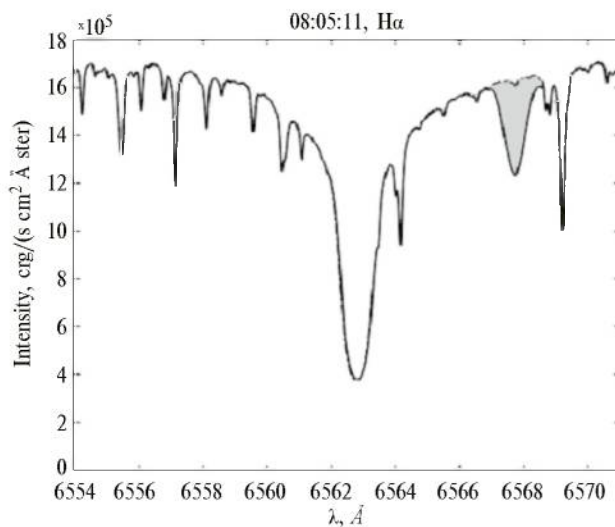


Рис. 4. Пример определения потока излучения в линии $H\alpha$. Заштрихованная часть соответствует потоку от «светящегося» фрагмента выброса.

3. РАСЧЕТ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗА

Введем обозначения C для объемной плотности числа частиц (концентрации) газа, $\mathcal{N}$ — для столбцовой плотности числа частиц и T — для электронной температуры. В этом разделе мы изложим некоторые аспекты расчета излучения в спектральных линиях для следующих диапазонов физических величин:

$$\begin{aligned} 10^{10} \text{ см}^{-3} &\leq C \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}, \\ 10^{18} \text{ см}^{-2} &\leq \mathcal{N} \leq 10^{22} \text{ см}^{-2}, \\ 4000 &\leq T \leq 8 \times 10^4. \end{aligned} \quad (1)$$

Таблица 1. Определенные для момента 08:05:11 UT значения потоков в единицах $[\text{эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}]$

$F^\circ(H\alpha)$	$F^\circ(H\beta)$	$F^\circ(HCaII)$
3.82×10^6	6.87×10^5	2.72×10^6

Кроме того, мы исходим из главного свойства хромосферного газа: он прозрачен в непрерывном спектре оптического диапазона, но может испытывать самопоглощение в частотах спектральных линий.

Мы рассмотрели простую модель ионизации и возбуждения протуберанца, а именно диссипацию Джоуля. Задавая теоретические параметры объекта, мы определяли степень ионизации и состояние возбуждения газа, после чего вычисляли излучение в спектральных линиях, добиваясь согласования теоретических потоков с наблюдаемыми. В расчетах включены основные элементарные процессы заселения и опустошения дискретных уровней под воздействием фотосферного излучения. Атомные данные и скорости процессов описаны ниже. Излучение фотосферы в оптическом диапазоне имитировалось чернотельным с температурой $T_{ph} = 5500$ К. Во время вспышки дополнительный вклад в ионизацию иона Ca II может давать излучение в эмиссионных линиях лаймановской серии водорода от Ly_β и выше. При вычислении скорости фотоионизации Ca II мы имитируем этот вклад с помощью параметра T_{Ca} , соответствующего температуре чернотельного излучения.

3.1. Уравнения баланса для населенностей уровней

В рамках однородной модели мы задавали электронную температуру T , концентрацию газа C , его толщину h и разброс скоростей Δv , который мы будем называть «турбулентной скоростью».

При заданных значениях температуры тепловых электронов и вероятности выхода фотонов P_{lu} получается линейная система уравнений для населенностей дискретных уровней v_k и степени ионизации x . В систему входят K уравнений для населенностей дискретных уровней, которые дополняются условием нормировки, всего $K + 1$ уравнений:

$$\begin{aligned} V_{11}v_1 + V_{12}v_2 + \dots + V_{1K}v_K + V_{1,K+1}x &= 0, \\ \dots & \dots \dots \dots \dots \\ V_{k1}v_1 + V_{k2}v_2 + \dots + V_{kK}v_K + V_{k,K+1}x &= 0, \\ \dots & \dots \dots \dots \dots \\ V_{K1}v_1 + V_{K2}v_2 + \dots + V_{KK}v_K + V_{K,K+1}x &= 0, \\ v_1 + v_2 + \dots + v_K + x &= 1. \end{aligned} \quad (2)$$

Элемент матрицы V_{kk} равен скорости ухода из k -го уровня. В нее дают вклад ионизация и дискретные переходы под действием тепловых электронов, фотоионизация, фотодеактивация (спонтанная и вынужденная) и фотовозбуждение чернотельным излучением:

$$\begin{aligned} -V_{kk} &= N_e \left(q_k + \sum_{i \neq k} q_{ki} \right) + \Phi_k + \\ &+ \sum_{l=1}^{k-1} W_{kl} P_{lk} \cdot (1 + n_{lk} P_{lk}) + \\ &+ \sum_{u=k+1}^K B_{ku} n_{ku} P_{ku}, \quad 1 \leq k \leq K. \end{aligned} \quad (3)$$

Введены следующие обозначения: N_e — электронная концентрация, q_k — коэффициент ударной ионизации, q_{ij} — коэффициент ударного перехода между дискретными уровнями, Φ_k — скорость фотоионизации, W_{kl} и B_{ku} — коэффициенты Эйнштейна для радиационных переходов (W_{kl} — спонтанные переходы, B_{ku} — поглощение), n_{lk} — факторы заполнения чернотельного излучения в частотах спектральных линий, P_{lk} — вероятности выхода фотонов.

Скорость заселения нижнего уровня l из верхнего u определяется деактивацией возбужденных состояний тепловыми электронами и чернотельным излучением:

$$V_{lu} = N_e q_{ul} + W_{ul} P_{lu} (1 + n_{lu} P_{lu}), \quad (4)$$

$$1 \leq l \leq K-1, \quad l < u \leq K.$$

Эти же процессы определяют переход в более возбужденное состояние:

$$V_{ul} = N_e q_{lu} + B_{lu} P_{lu} n_{lu}. \quad (5)$$

Последний столбец матрицы описывает рекомбинационное заселение:

$$V_{k,K+1} = r_k N_e + \gamma_k N_e^2, \quad 1 \leq k \leq K, \quad (6)$$

где γ_k и r_k — коэффициенты, соответственно, тройной и фоторекомбинации (спонтанной плюс вынужденной). Водород полагаем единственным донором электронов.

Вероятность выхода фотона как функция оптической глубины в центре линии τ_0 определялась прямым численным интегрированием [5, ф-ла (27.50)], формулу для которой приведем в виде

$$P(\tau_0) = A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) E_2[\alpha(x) \cdot \tau_0] dx, \quad (7)$$

где $\alpha(x)$ — профиль спектральной линии, x — отстройка частоты, A — соответствующая профилю нормировочная константа. Профили линий иона Са II описывались фойгтовским контуром, а для водорода применялась свертка доплеровского и хольцмарковского профилей.

Число учитываемых уровней K выбрано достаточным для правильной оценки состояния ионизации. При $N_e > 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и $T > 6000 \text{ К}$ происходит заселение высоколежащих уровней электронным ударом, которые в результате дают существенный, до 80%, вклад в ударную ионизацию атома. Согласно критерию Инглиса-Теллера при электронной концентрации менее 10^{14} см^{-3} реализуются дискретные уровни с главным квантовым числом более 30. Но установление баланса ударной ионизации и тройной рекомбинации приводит к термализации уровней при меньших K . Добавление термализованных уровней не влияет ни на излучение в линиях, ни на состояние ионизации. Прямые расчеты показали, что можно ограничиться значениями $K = 16 - 18$. Более подробно уравнения детального баланса, описывающие заселение дискретных энергетических уровней, приведены в работе [6].

Населенности дискретных уровней v_k и вероятности выхода P_{ij} , получаемые в результате решения

уравнений (2), позволяют вычислить поток излучения в линии, соответствующей переходу $u \rightarrow l$:

$$F_{ul}^t = \mathcal{N} \cdot A_{\text{elem}} \cdot W_{ul} \cdot P_{lu} \cdot E_{lu} \cdot (1 + n_{lu} P_{lu}) \cdot v_u. \quad (8)$$

Здесь E_{lu} — энергия перехода, A_{elem} — содержание химического элемента по числу частиц, индекс "elem" у всех остальных величин в правой части подразумевается.

3.2. Атомные данные

Составление этих уравнений требует знания набора атомных данных водорода и иона кальция. Модель атома водорода включает 18 дискретных уровней и основное состояние H II. Данные для сил осциллятора, скоростей ударного возбуждения и ионизации водорода взяты из работы [7], обратные процессы вычислены через условие детального баланса. Для сечений фотоионизации использовалось приближение Крамерса. Профили линий водорода описываются сверткой контуров Доплера и Хольцмарка, штарковские ширины взяты из монографии [8].

Модель иона Ca II включает 22 дискретных уровня, а также основное состояние иона Ca III. Уровни с главным квантовым числом $n \leq 6$ назовем индивидуальными; у состояний $3d$ и $4p$ учитывается тонкая структура: $3d^2 D_{3/2,5/2}$ и $4p^2 P_{1/2,3/2}$; уровни $7 \leq n \leq 10$ полагаем водородоподобными. Энергии дискретных уровней взяты из NIST [9], силы осциллятора в поглощении — из NIST [9], TOPBASE [10] и работы [11] для переходов между индивидуальными и водородоподобными уровнями, а силы осциллятора переходов между водородоподобными — из [7]. Сечения фотоионизации с индивидуальных уровней взяты из TOPBASE [10], а у водородоподобных ис-

пользовалось приближение Крамерса. Штарковские ширины линий взяты из монографии [8]. Для скоростей ударного возбуждения использованы эффективные силы удара из статьи [12]; для отсутствующих разрешенных переходов применялась формула Режемортера [13], для отсутствующих запрещенных переходов полагалась сила, равная единице; скорости возбуждения между водородоподобными уровнями рассчитывались по формуле Режемортера. Скорости ударной ионизации рассчитаны по сечениям в водородном приближении, представленным в работе [14].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Используя метод расчета, изложенный в предыдущем разделе, мы попытались в рамках простой модели однородного слоя восстановить параметры газа по его излучению в трех спектральных линиях: H α , H β и H Ca II. Параметры подбирались таким образом, чтобы теоретические потоки отличались от наблюдаемых не более, чем на 0.3%. Такой точности удалось добиться в диапазоне электронной температуры от 6300 K до 10 000 K. В табл. 2 собраны теоретические параметры газа для этого диапазона. Ее столбцы имеют следующий смысл: C_{10} — концентрация газа в единицах 10^{10} см^{-3} , h_t — толщина слоя в тысячах километров, Δv — турбулентная скорость в км/с, τ_{Ca} — оптическая глубина в линии H Ca II, R_{Ca} — отношение теоретических потоков в резонансной H и инфракрасной линии кальция Ca IR $\lambda 8542 \text{ \AA}$: $R_{\text{Ca}} = F^t(\text{H Ca II}) / F^t(\text{Ca IR } \lambda 8542 \text{ \AA})$; $\mathcal{N}_{19}$ — столбцовая концентрация в единицах 10^{19} см^{-2} . Оптические глубины в линиях водорода H α и H β равны, соответственно, 0.6 и 8×10^{-2} , они практически не

Таблица 2. Параметры газа, при которых теоретические потоки в линиях H α , H β и H Ca II совпадают с наблюдаемыми

T	C_{10}	h_t	Δv	T_{Ca}	τ_{Ca}	R_{Ca}	$\mathcal{N}_{19}$
6300	5.30	7.0	30.9	6010	1.4	3.4	3.71
6700	5.08	6.8	30.8	6280	0.70	5.9	3.45
7000	4.61	6.8	30.6	6262	0.64	6.2	3.13
8000	3.23	6.8	30.4	6150	0.53	6.7	2.20
9000	2.83	6.8	30.1	6130	0.46	7.1	1.92
10000	2.80	6.8	29.8	6167	0.39	7.4	1.90

Примечание. Приведены: T [K] — температура газа, $C_{10} [10^{10} \text{ см}^{-3}]$ — концентрация, $h_t [10^3 \text{ км}]$ — толщина слоя, Δv [км/с] — турбулентная скорость, T_{Ca} [K] — температура черного тела, имитирующая вклад лаймановской серии в фотоионизацию Ca II, τ_{Ca} — оптическая глубина в линии H Ca II, $R_{\text{Ca}} = F^t(\text{H Ca II}) / F^t(\text{Ca IR } \lambda 8542 \text{ \AA})$, $\mathcal{N}_{19} [10^{19} \text{ см}^{-2}]$ — столбцовая концентрация.

меняются от строки к строке. Достаточно большие значения $R_{Ca} > 3$ не противоречат наблюдениям, в которых не удалось зафиксировать инфракрасную линию Ca IR λ 8542 Å. Вне указанного диапазона добиться согласия теоретических потоков с наблюдаемыми для трех линий одновременно не удастся. В области низких температур, $T < 6300$ K, при совпадении теоретических и наблюдаемых потоков в линиях водорода теоретический поток в линии кальция оказывается меньше наблюдаемого, причем расхождение растет с уменьшением температуры. Главной причиной расхождения является уменьшение скорости возбуждения верхнего уровня резонансного перехода. Расхождения теории с наблюдениями при высоких температурах объясняется уменьшением оптической глубины в линии H α за счет ионизации водорода. Если температура увеличивается выше 10^4 K, то теоретическое отношение потоков в линиях H α и H β начинает расти, стремясь к своему значению для прозрачного газа.

5. ДИСКУССИЯ

В работах [15, 16, 17] выполнены оценки плотности газа по наблюдениям в ультрафиолетовом диапазоне. В работе [15] по наблюдениям в фильтре 171 Å в предположении, что основным процессом поглощения является фотоионизация (“we assume that the dominant process that removes photons from the line of sight is photoionization”) получена оценка столбцовой плотности водорода, $N_H \geq 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-2}$, и объемной плотности водорода, $C_H \geq 10^{10} \text{ см}^{-3}$. В работе [16] исследовалось излучение на длинах волн 94, 131, 171, 193 и 211 Å с результатом $N_H \approx 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$. В статье [17] по наблюдениям в каналах 1700, 1600, 131, 171, 193, 211 Å получены оценки для N_H в диапазоне $(1.5 - 7.7) \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Эти оценки близки к нашим данным в табл. 2, для подробного сравнения желательно более точно определить состояния ионизации гелия и других химических элементов, влияющих на потоки в наблюдаемых диапазонах спектра.

Разброс скоростей Δv в табл. 2, необходимый для совмещения теоретических и наблюдаемых потоков излучения, значительно превышает скорость звука в излучающей среде. В таком случае внутренние движения немагнитного газа приводят к возникновению ударных волн и нагреву до температур порядка десятков тысяч кельвинов. В таком диапазоне температур невозможно согласовать теоретические и наблюдаемые потоки в линиях водорода и кальция. Однако, магнитное поле с напряженностью

$H \lesssim 30$ Гс в газе с концентрацией $C = 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ демпфирует диссипацию и ударная волна не образуется. Возможно, такое магнитное поле присутствует в рассматриваемом объеме газа.

6. ВЫВОДЫ

В модели однородного газа мы можем совместить теоретические потоки в трех спектральных линиях с наблюдаемыми в следующих диапазонах температуры и концентрации газа:

$$\begin{aligned} 6300 \text{ K} &\leq T \leq 10^4 \text{ K}, \\ 2.8 \times 10^{10} \text{ см}^{-3} &< C < 5.3 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}, \\ 1.9 \times 10^{19} \text{ см}^{-2} &< N < 3.7 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}, \\ 6800 \text{ км} &\leq h \leq 7000 \text{ км}. \end{aligned} \quad (9)$$

Сравнение наших результатов с данными работ [16, 17] показывает, что в линиях водорода и кальция мы наблюдаем излучение более холодных и плотных слоев газа, чем в частотах ультрафиолетового диапазона.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят коллективы Solar Dynamic Observatory (SDO), GOES и Ondřejov Observatory за предоставленную возможность проведения наблюдений и использования данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Reale, S. Orlando, P. Testa, E. Landi, and C. J. Schrijver, *Astrophys. J. Letters* 797(1), id. L5 (2014).
2. D. R. Ardila, G. J. Herczeg, S. G. Gregory, L. Ingleby, et al., *Astrophys. J. Suppl.* 207(1), id. 1 (2013).
3. P. Gouttebroze, P. Heinzel, and J. C. Vial, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 99, 513 (1993).
4. P. Gouttebroze, J. C. Vial, and P. Heinzel, *Solar Phys.* 172(1–2), 125 (1997).
5. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики. 3-е изд-е (М.: Наука, 1985).
6. О. М. Белова, К. В. Бычков, *Астрофизика* 61(2), 255 (2018).
7. L. C. Johnson, *Astron. J.* 174, 227 (1972).
8. Г. Грим, Уширение спектральных линий в плазме (М.: Мир, 1978).
9. Y. Ralchenko, A. Kramida, J. Reader, and NIST ASD Team, 2014; Atomic Spectra Database (version 5.0), <http://physics.nist.gov/asd>.
10. W. Cunto and C. Mendoza, *Revista Mexicana Astron. Astrof.* 23, 107 (1992).

11. *L. C. Green, P. P. Rush, and C. D. Chandler*, *Astrophys. J. Suppl.* 3, 37 (1957).
12. *M. Meléndez, M. A. Bautista, and N. R. Badnell*, *Astron. and Astrophys.* 469(3), 1203 (2007).
13. *H. van Regemorter*, 136, 906 (1962).
14. *A. N. Cox (ed.)*, *Allen's astrophysical quantities* (New York: Springer, 2000).
15. *D. R. Williams, D. Baker, and L. van Driel-Gesztelyi*, *Astrophys. J.* 764(2), id. 165 (2013).
16. *J. Carlyle, D. R. Williams, L. van Driel-Gesztelyi, D. Innes, A. Hillier, and S. Matthews*, *Astrophys. J.* 782(2), id. 87 (2014).
17. *D. E. Innes, P. Heinrich, B. Inhester, and L.-J. Guo*, *Astron. and Astrophys.* 592, id. A17 (2016).

FLARE JUNE 7, 2011, AND ANALYSIS OF ERUPTIVE PROMINENCE FRAGMENTS

**Yu. A. Kupryakov^{1,*}, K. V. Bychkov¹, V. A. Maliutin²,
A. B. Gorshkov¹, O. M. Belova²**

¹*Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia*

*E-mail: kupry@asu.cas.cz

Solar flares can be accompanied by high plasma velocities exceeding several hundred km/s. Detection and measurement of such velocities is limited by narrow-band and small wavelength range in most solar instruments. However, similar events with Doppler velocities exceeding two hundred km/s have been detected by the solar optical spectrographs at the Ondřejov Observatory. We present the results of the analysis of our multi-wavelength observations performed during the solar flare of June 7, 2011 and the calculation of several physical parameters of the eruptive prominence fragments following the flare. The calculation of the radiation of heated gas are performed taking into account self-absorption in the spectral lines of hydrogen and calcium. All the crucial processes of discrete level populating and depopulating are taken into account in the balance equations. The theoretical radiation fluxes in the lines coincide with those observed in the temperature range of 6300–10000 K at a gas concentration of about $(3-5) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, a gas layer thickness of 6800–7000 km and a column density of $(2-4) \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$.

Keywords: solar flare, chromosphere, spectral lines, homogeneous layer gas model

ЭФЕМЕРИДНЫЕ ТЕОРИИ JPL DE, INPOP И EPM

© 2024 г. Ю. А. Моисеев^{1,*}, Н. В. Емельянов^{2,**}

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет,
кафедра небесной механики, астрометрии и гравиметрии, Москва, Россия

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

*E-mail: lxyniti@gmail.com

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

Поступила в редакцию 10.06.2024 г.

После доработки 09.08.2024 г.

Принята в печать 15.08.2024 г.

Приведен обзор и описание трех ведущих источников эфемерид планет: эфемерид Лаборатории реактивного движения (JPL) и разрабатываемой ими эфемеридной теории DE; эфемерид Института небесной механики и Эфемеридных вычислений IMCCE и разрабатываемой ими теории (INPOP); разрабатываемой в ИПА РАН эфемеридной теории (EPM). Описаны используемые при построении каждой из теорий методы и наборы наблюдательных данных. Произведено сравнение эфемерид, вычисленных в рамках этих теорий, на примере будущих космических миссий. Показано, что различия в вычисленных положениях не несут систематического характера и представляют скорее случайное расхождение, вызванное различиями динамических моделей и учтенных наблюдательных данных. Общий вывод из сравнения эфемерид таков: ни один из рассмотренных вариантов JPL DE, EPM и INPOP не обладает преимуществом по точности. Все три варианта равноценны. Любой из трех вариантов эфемерид может использоваться на практике.

Ключевые слова: планеты, эфемериды

DOI: 10.31857/S0004629924110075 EDN: JKXDNY

1. ВВЕДЕНИЕ

Современная эфемеридная астрономия является важным инструментом для предсказания положения планет и других небесных объектов в определенные моменты времени. Она позволяет определить точные координаты планет и спутников, что необходимо для навигации в космическом пространстве, планирования космических миссий и астрономических наблюдений, а также поиска новых небесных тел [1]. Создание планетных эфемерид требует сбора и обработки большого объема данных, полученных из наблюдений, и вычислений. Основным источником данных — это наблюдения с космических и наземных телескопов, которые фиксируют положение планет на небесной сфере. Затем эти данные анализируются и используются для составления точных эфемеридных таблиц.

Трудности вычисления планетных эфемерид также связаны с точностью исходных данных. Даже небольшая ошибка в измерениях или неточность моделей гравитационного взаимодействия может привести к значительным отклонениям в результирующих эфе-

меридах. Поэтому необходимо постоянно улучшать методы наблюдений и вычислений, чтобы достичь максимальной точности.

Современная эфемеридная астрономия имеет огромное значение для практических приложений в космической навигации и астрономических исследованиях. Благодаря имеющимся эфемеридам небесных тел можно планировать космические миссии с высокой точностью, определять моменты прохождения планет мимо друг друга для проведения научных наблюдений и изучения гравитационных явлений в Солнечной системе. В целом, современная эфемеридная астрономия является основой для многих космических исследований и обеспечивает точность и надежность во многих областях, связанных с изучением и использованием космического пространства. Она позволяет улучшить навигацию, планирование и астрономические исследования, а также изучение гравитационных явлений и эволюцию орбит планет.

Численно определяемые планетные и лунные эфемериды, играющие важную роль в развитии совре-

менной астрономии, непрерывно улучшаются: увеличивается количество наблюдательных данных, уточняются используемые математические модели. Основу любой эфемеридной теории составляют наблюдательная информация и математические модели, а также методы обработки данных. Лидирующими эфемеридными теориями на сегодняшний день являются разрабатываемая в России с 1970-х годов EPM, французская теория INPOP (начиная с 2000-х гг.), а также разрабатываемая в американской Лаборатории реактивного движения (JPL) теория DE, работа над которой ведется с 1960-х гг.

EPM (Ephemerides of Planets and the Moon — эфемериды планет и Луны) — эфемеридная теория, разрабатываемая с 1970-х гг. в российском Институте теоретической астрономии, а затем в Институте прикладной астрономии РАН (ИПА РАН). Реализуемая динамическая модель данной теории включает в себя Солнце, все восемь больших планет Солнечной системы, Плутон, Луну, а также астероидный пояс между Марсом и Юпитером (в форме выделенных 180 материальных точек), кольцо из транснептуновых объектов (ТНО) в виде 160 материальных точек и 30 выделенных транснептуновых тел, имеющих хорошо определенные значения масс. Последней версией данной теории является (сменившая EPM2017) версия EPM2021 [2], дополненная новыми наблюдениями, в том числе Пулковской, Юннаньской и Шанхайской обсерваторий, а также данными Марсианского разведывательного спутника (Mars Reconnaissance Orbiter), спутника Марс Одиссей (Mars Odyssey) и исследующего Юпитер аппарата Юнона (Juno) вплоть до 2017 г.

Эфемериды INPOP (d'Integrateur numerique planetaire de l'Observatoire de Paris — планетное численное интегрирование Парижской обсерватории) разрабатываются в Институте небесной механики и эфемеридных вычислений (IMCCE), заменившем Бюро долгот во Франции. Реализуемая динамическая модель включает в себя большие планеты, Луну, Плутон и 14 000 астероидов. Одна из последних опубликованных версий теории, INPOP19a [3], сменившая INPOP17a [4], включила в себя наблюдения и измерения спутников Марс Экспресс (MEX — Mars Express), Юнона (Juno), а также данные со спутника Кассини (Cassini). Орбиты астероидов уточнялись с использованием второго выпуска данных космической обсерватории Gaia DR2.

Планетные и лунные эфемериды JPL DE (Jet Propulsion Laboratory Development Ephemeris — Разработка эфемерид Лаборатории реактивного движения) разрабатываются в США в Калифорнийском

технологическом институте. Динамическая модель, используемая для определения положений небесных тел, включает в себя положение Солнца, барицентров систем восьми крупных планет, Луны и барицентра системы Плутона. Рассматриваются и предвычисляются также углы либрации Луны и соответствующие скорости их изменения. На смену эфемеридной теории DE430 [5], опубликованной в 2014 г., пришли ее обновленные версии — эфемеридные теории DE440 и DE441 [6]: в них добавлен учет возмущений от 30 отдельных объектов пояса Койпера (сам пояс Койпера моделируется в виде 36 материальных точек на удалении от Солнца в 44 а. е.); обновлены наблюдательные данные — радиодальномерные наблюдения спутников Юнона (Juno) и Кассини (Cassini), что позволило значительно уточнить орбиты Юпитера и Сатурна. Общий рост точности при переходе к DE440 и DE441 обуславливается добавлением наблюдательных данных за 7 лет.

Разрабатываемые теории учитывают большие объемы наблюдательных и экспериментальных данных. Подбор оптимальных параметров в них основывается на численном интегрировании уравнений движения большого числа взаимодействующих тел. Регулярно производятся попытки уточнить динамические характеристики используемых моделей, учесть факторы и взаимодействия больших порядков малости.

Ввиду того, что разные эфемеридные теории используют разные ряды наблюдений, реализуют расчеты движения различного набора тел с использованием в том числе различных методов численного интегрирования и обработки данных, получаемые в результате эфемериды небесных тел не совпадают между собой. Таким образом, сравнение получаемых различными теориями значений, может служить некоторой оценкой границы достоверности данных, но не дает принципиального ответа на вопрос о точности той или иной эфемеридной теории: используемые данные и методы в каждом случае достаточно достоверны сами по себе, чтобы не отвергать результаты одной модели на основании вычислений другой.

Сравнение пространственных положений объектов в различных теориях, однако, представляет собой интерес именно в контексте оценки точности эфемеридных данных. Систематическое отклонение значений, получаемых в рамках одной теории, от результатов вычислений положения небесных тел в рамках двух других моделей может стать косвенным свидетельством отклонений в точности используемой теории. В настоящей статье мы приводим подробные

сведения о каждой из трех эфемеридных теорий на примере последних их опубликованных версий (DE441, INPOP19a и INPOP21a [7], EPM2021), а затем рассмотрим различия в прогнозируемых ими положениях небесных тел на интервалах времени актуальных планирующихся миссий.

2. ЭФЕМЕРИДНЫЕ ТЕОРИИ

2.1. Эфемериды EPM и реализация EPM2021

2.1.1. Общие сведения

EPM (Ephemerides of Planets and the Moon — эфемериды планет и Луны) — это эфемеридная теория, разрабатываемая с 1970-х гг. в Институте прикладной астрономии РАН в России [8, 9, 10]. Она представляет собой математическую модель, используемую для расчета и прогнозирования движения небесных тел, таких как планеты, спутники и кометы, с высокой точностью. Динамическая модель теории EPM многопараметрическая и использует сложные математические уравнения, учитывающие различные возмущающие факторы помимо основного гравитационного взаимодействия между небесными телами, в том числе эффекты теории относительности и геометрическую форму входящих в состав солнечной системы тел.

История развития EPM началась в 1970-х годах. Теория разрабатывалась с целью улучшения точности эфемеридных данных, используемых в астрономии и космической навигации. Используемые методы и подходы постоянно развивались: так, методика вычислений изменилась от использования одношагового интегратора при расчетах в версии EPM2017 до разработанного к 2020 г. интегратора ABDM, основанного на схеме Адамса-Башфорта-Мултона, что значительно улучшило производительность и ускорило вычисления. В ходе разработки EPM было проведено обширное исследование и анализ астрономических данных, собранных различными обсерваториями и космическими аппаратами. Были учтены и скомпенсированы различные факторы, влияющие на движение небесных тел;

На сегодняшний день EPM предоставляет пользователям высокоточные эфемериды объектов солнечной системы и является одной из лидирующих среди публично доступных эфемеридных теорий, результаты ее вычислений используются в астрономии и космической навигации. Она играет важную роль в планировании и выполнении космических миссий, а также в изучении и понимании небесных тел и их движения [11, 12, 13, 14, 15].

EPM основана на обширных наблюдательных данных, полученных как с помощью оптических

наблюдений, так и с использованием радиоастрономических методов. EPM постоянно обновляется и совершенствуется с учетом новых наблюдений. Последняя версия модели EPM2021 покрывает движение тел во временном разрезе более 400 лет, с 1787 по 2214 гг. Наряду с EPM2021 также опубликована версия EPM2021H, покрывающая временной интервал с 13 199 года до н.э. по 17 191 год н.э., в пределах 400-летней шкалы времени EPM2021, не имеющего значительных отличий в движении небесных тел. Подобный временной масштаб дает значительную информацию об эволюции нашей планетной системы.

2.1.2. Динамическая модель

Динамическая модель эфемеридной теории EPM включает в себя 8 больших планет, Луну, Солнце, пояс астероидов с некоторыми выделенными объектами, а также пояс транснептуновых объектов с отдельным учетом некоторых крупнейших из них. Основой модели является параметризованная пост-ньютоновская метрика N тел в барицентрической системе координат (BCRS) в барицентрической шкале времени (TDB). При этом 16 основных тел:

- Солнце,
- Луна,
- 8 крупных планет,
- Плутон,

а также астероиды:

- Церера,
- Паллада,
- Веста,
- Ирида,
- Бамберга.

подчиняются уравнениям движения Эйнштейна-Инфельда-Гофмана [16]; остальные тела, в угоду производительности, моделируются в качестве не взаимодействующих друг с другом, но притягивающихся в Ньютоновском выражении к выделенным шестнадцати объектам.

Помимо крупных тел динамическая модель EPM учитывает также:

- возмущения от 277 астероидов из пояса астероидов между Марсом и Юпитером и 30 крупнейших транснептуновых объектов;
- возмущения от двух колец: кольца астероидов и кольца ТНО;

- возмущения от динамического сжатия Солнца;
- релятивистские эффекты (прецессия Ленза-Тирринга).

Луна в динамической модели рассматривается в виде эластичного тела с вращающимся жидким ядром, в связи с чем в модель включены следующие уравнения:

- возмущения орбиты Луны в гравитационном поле Земли;
- возмущения орбиты Луны от лунных и солнечных приливов на Земле;
- вращательного искажения фигуры Луны и ее изменение благодаря земному тяготению;
- вращательного момента, возникающего в результате взаимодействия лунной коры и жидкого ядра.

Значимым улучшением модели EPM2021 относительно EPM2017 также стал учет троянских астероидов Юпитера в виде двух точечных масс, помещенных в точках Лагранжа L4 и L5 Юпитерианской орбиты.

2.1.3. Астероиды в динамической модели EPM

Предыдущая версия эфемеридной теории EPM2017 включала в рассмотрение 301 крупный астероид в виде точечных масс. В новой версии EPM2021 число вошедших в динамическую модель астероидов составило 277. Для составления итогового списка учитываемых объектов были собраны 343 объекта из модели DE430, а также 287 объектов из работы [17], авторы которой брали для рассмотрения модель твердого кольца для моделирования возмущений от пояса астероидов. Эти 287 тел представляют собой динамически не вписывающийся в модель кольца остаток, влияние которого на внутренние планеты не может быть описано в рамках рассмотренной теории. Итоговый список объектов, после исключения дублирующих друг друга, состоял из 379 тел, которые затем подверглись процедуре оценки масс.

Определение массы астероидов само по себе представляет интересную задачу для многих исследователей [18, 19, 20]. На сегодняшний день существует два надежных способа определения массы таких объектов. Точное определение масс возможно:

- в двойных системах ((243) Ида, (22) Каллиопа, (90) Антиопа и др.);

- в случае астероидов, исследованных космическими аппаратами, вышедшими на их орбиту ((4) Веста, Церера).

Массы некоторых объектов могут быть оценены через их влияние на орбиты соседних астероидов ((7) Ирида), но точность подобных оценок может различаться, а результаты не всегда хорошо воспроизводятся в разных работах.

Для большинства астероидов единственным реализуемым методом оценки массы являются приближенные вычисления с использованием инфракрасных наблюдений, позволяющих получить оценку формы и размера объекта; масса затем определяется исходя из предположений о химическом составе астероида на основе его класса.

Одной из основных классификаций астероидов является предложенная в 1984 г. классификация Толена [21]. На основании широкополосной спектроскопии в инфракрасном диапазоне выделяются 14 типов астероидов, разделенных на 3 группы: C (углеродные), S (кремниевые) и X (железные) астероиды. Группы в свою очередь делятся на классы (M, E, A, D...), некоторым астероидам присваивается смешанный класс на основании особенностей их спектральных и иных характеристик.

Внешний и внутренний состав небольших тел считается одинаковым, так как внутренняя дифференциация для них ввиду размера не характерна, и такие тела полагаются однородными. Поэтому спектроскопические данные о составе поверхности служат относительно достоверным источником информации о составе объекта в целом, что при известной из наблюдательных данных форме и, как следствие, объеме объекта дает приближенную оценку его массы.

В версии EPM2017 массы 30 астероидов определялись чисто динамически исходя из возмущений, оказываемых ими на внутренние планеты, массы остальных задавались исходя из средних значений плотности, соответствующих их спектральным классам. В обновленной версии модели EPM2021 для оценки масс астероидов, входящих в рассмотрение, все ранее определенные массы использовались в качестве априорной информации в регуляризирующем алгоритме Тихонова, обобщающем и расширяющем метод наименьших квадратов. Из изначально определенных 379 масс, 102 оказались отрицательными (все в пределах статистической погрешности), поэтому для окончательного построения динамической модели использовались только 277 оставшихся объектов.

Гравитационное влияние объектов пояса астероидов, не вошедших в выделенные 277, моделировалось в виде однородного кольца из 180 материальных точек известной массы. Аналогичным образом в рамках динамической модели выделены 30 транснептуновых объектов и 160-точечное однородное транснептуновое кольцо.

2.1.4. Параметры динамической модели

При реализации описанной выше динамической модели определяется набор из более чем 400 параметров:

- кеплеровские элементы орбит планет;
- кеплеровские элементы орбит 18 спутников внешних планет;
- гелиоцентрическая гравитационная постоянная;
- отношение масс Земли и Луны;
- углы ориентации планетных эфемерид относительно ICRF2;
- параметры вращения Марса;
- массы 277 астероидов;
- масса астероидного кольца (пояс астероидов);
- масса кольца транснептуновых объектов;
- коэффициент в модели электронной плотности солнечной короны;
- эффекты фазы внешних планет (отличия динамического барицентра систем от оптического центра света).

Как сообщают сами авторы модели, в решении ЕРМ используются априорные значения масс 17 (из 277) астероидов, известные с хорошей точностью благодаря наблюдениям КА, а также массы двойных астероидов; наряду с ними в качестве априорных используются массы 30 ТНО. Параметры электронной плотности короны Солнца, а именно нормировочный множитель в выражении для ее плотности, влияют на временную задержку для световых сигналов, тем самым искажая фактические положения объектов при наблюдениях вблизи солнечного диска.

2.1.5. Наблюдательные данные

Наблюдательные данные для построения и определения параметров динамической модели обширны и получены в ходе различных космических миссий и наземных наблюдений.

Для определения орбиты Луны основным источником информации служит лазерная локация. Дальнометрия с помощью установленных на Луне угол-

ковых отражателей позволяет определить расстояние от наблюдательной станции до естественного спутника Земли с точностью до 2–3 см. Для определения орбит внешних планет используются радиолокационные наблюдения искусственных спутников на их орбитах, а также радиолокация и доплеровские наблюдения марсианских роверов. Дальномерные наблюдения внешних планет совершались в намного меньших количествах, поэтому при построении теории использовались оптические наблюдения планет и их спутников.

Наблюдательную основу старых версий эфемеридной теории ЕРМ составили более 200 000 различного рода наблюдений с 1913 по 2018 гг. (в том числе Пулковской обсерватории), данные лазерной локации Луны и спутниковые измерения, в том числе меркурианского аппарата Мессенджер (MESSENGER), аппаратов Кассини (Cassini), Венера Экспресс (Venus Express, VEX) и Марс Экспресс (Mars Express, MEX).

Версию модели ЕРМ2021 расширили наземные оптические наблюдения из Пулковской обсерватории, Юннаньской и Шанхайской (наблюдения крупнейшего спутника Нептуна — Тритона, полученные в период с 2003 по 2009 гг.) обсерваторий. Также в ЕРМ2021 вошли следующие наблюдения:

- 4 нормальных точки аппарата Юнона (в 2016–2017 гг.);
- 780 нормальных точек Марсианского Разведывательного Спутника (полученных с 2014 по 2017 гг.);
- 3226 наблюдений аппарата Марс Одиссей (также с 2014 по 2017 гг.);
- 1211 расстояний до Луны, полученных в обсерватории Апачи-Пойнт, с помощью лазерной локации в 2016–2020 гг.;
- 3789 нормальных точек лунной лазерной локации, полученных с использованием 1024 нм ИК-лазера во Франции в Обсерватории Лазурного берега (Observatoire de la Cote d'Azur) с сентября 2017 по июль 2021 г.;
- 261 нормальная точка лунной лазерной локации от Лазерной обсерватории Матеры (Италия) с 2017 по 2021 г.;
- 101 нормальная точка лунной лазерной локации от Геодезической обсерватории Ветцеля (Германия) с 2018 г.;

Используемые в ЕРМ наблюдательные данные приведены в табл. 1, 2.

Таблица 1. Наблюдательные данные эфемеридной теории EPM

Планета	Тип наблюдения	Аппарат/обсерватория	Даты	N
Луна	Лазерная локация	McDonald	1969–1985	3554
		Nauchny	1982–1984	25
		Haleakala	1984–1990	747
		Matera	2003–2021	358
		MLRS1/MLRS2	1983–2013	3865
		Wettzell	2018–2020	101
		Apache Point	2006–2020	3782
		Grasse	1984–2021	17 565
Меркурий	Радиолокация		1964–1997	746
		MESSENGER	2011–2014	1141
Венера	Радиолокация		1961–1995	1354
	Расстояния АМС	MAGELLAN	1992–1994	165
		Cassini	1998–1999	2
		Venus Express	2006–2009	1288
	РСДБ	MAGELLAN, Venus Express	1990–2007	22
Марс	Радиолокация		1965–1995	403
	Расстояния АМС	Mars Express	2005–2016	1174
		Mars Global Surveyor	1998–2006	7342
		Mars Odyssey	2002–2007	5257
			2014–2017	3226
		Mars Reconnaissance Orbiter	2006–2007	380
			2014–2017	780
		Viking Lander 1,2	1976–1982	1258
		Mars Pathfinder	1997	90
	РСДБ		1989–2010	136
Юпитер	РСДБ		1996–1997	24
	Расстояния АМС		1973–2000	7
		Juno	2016–2017	4

Таблица 1. Продолжение

Планета	Тип наблюдения	Аппарат/обсерватория	Даты	<i>N</i>
Сатурн	Расстояния АМС	Cassini	1979–2006	33
			2004–2014	161
Уран	3D АМС	Voyager–2	1986	1
	Наземные наблюдения		1924–2013	35 145
Нептун	3D АМС	Voyager–2	1989	1
	Наземные наблюдения		1924–2007	5254
Плутон	Наземные наблюдения		1931–2013	

Примечание. *N* — количество наблюдений.

Таблица 2. Наземные наблюдения в эфемеридной теории ЕРМ по 2018 г.

Планета	Станция
Юпитер и 4 его спутника,	Usno, Tabmount, Wash26, Wash6, Wash9,
Сатурн и его 8 спутников,	Itajuba, Floirac, Hiparcos, Nikolaev,
Уран и 4 его спутника,	Pulkovo 26 (P26d refract.),
Нептун и его спутник Тритон	Pulkovo NA (Normak astrograph)
Уран и 4 его спутника,	Yunnan, Sheshan
Нептун и его спутник Тритон	
Плутон	Pico dos Dias, Tabmount, Lowell, Usno, Floirac, Pulkovo NA, Kislovodsk-500, Pulkovo ZA-320, BSch (Schmidt telescope, Latvia)

2.1.6. Доступ к ЕРМ

Доступ к эфемеридам теории ЕРМ может осуществляться различными способами:

- через собственную онлайн-службу эфемерид ИПА РАН;
- через FTP-сервер ИПА РАН с прямым доступом к файлам в форматах SPICE, DE, BIN и TXT, содержащим эфемеридные данные в форме разложений по многочленам Чебышева на равновеликих интервалах времени в системе BCRS.

Для пользователей на сайте ИПА РАН также размещены подробные инструкции и описание различных способов программного доступа к эфемеридам ЕРМ на русском и английском языках; также на сайте собраны и представлены библиотеки для чтения файлов в используемом формате SPICE для различных языков программирования.

2.2. Эфемериды DE и реализации DE440 и DE441

2.2.1. Общие сведения

Теория JPL DE (Jet Propulsion Laboratory Development Ephemeris) представляет собой систему эфемерид, разработанную астрономами и инженерами НАСА (NASA — National Aeronautics and Space Administration — Национальное управление по аэронавтике и исследованию космического пространства) для точного моделирования траекторий планет, лун, астероидов и комет в Солнечной

системе [6, 5, 22]. JPL DE базируется на использовании численных методов и моделей гравитационного взаимодействия между небесными телами. Она учитывает влияние гравитации Солнца, планет, Луны, а также других крупных небесных тел, точно предсказывая положение планет и других объектов в течение длительного временного интервала. Основной целью разработки эфемеридной теории JPL DE является поддержка межпланетных космических миссий, точные данные о положениях небесных тел при их разработке играют значительную роль. Эфемериды DE используются как в практических, так и в теоретических исследованиях по всему миру [23, 24, 25, 26].

DE эфемериды регулярно обновляются с учетом новых наблюдений и данных, полученных от космических миссий, радиолокации и других источников. Кроме того, улучшение моделей и методов численного интегрирования также способствует постоянному совершенствованию эфемерид для достижения более высокой точности.

JPL DE440 и JPL DE441 являются последними версиями эфемеридных теорий, которые используются для предсказания положения и движения небесных тел в Солнечной системе. Отличие между собой моделей DE440 и DE441 заключается в учете взаимодействия между жидким лунным ядром и эластичной мантией: модель учета демпфирования между ядром и мантией, вошедшая в динамическую модель DE440, не подлежит экстраполяции на большие промежутки времени, поскольку приводит к значительному росту отклонений на масштабах более нескольких сотен лет; для увеличения продолжительности просчитанной эпохи отдельно была выпущена версия модели DE441, не учитывающая трения между лунной мантией и ядром. Модель DE441, хоть и уступает в точности DE440 на временном масштабе текущего века, покрывает значительно больший временной промежуток с 13 200 г. до н.э. по 17 191 г. н.э. (в сравнении с 1550–2650 гг. для DE440).

2.2.2. Динамическая модель

Планетные и лунные эфемериды DE определяются в ходе интегрирования уравнений движения рассматриваемых в динамической модели небесных тел с оптимизацией параметров для соответствия имеющимся наблюдательным данным. В список учитываемых в реализуемой модели тел входят:

- Солнце,
- барицентры систем 8 крупных планет,

- барицентр системы Плутона,
- Луна,
- 343 астероида,

а также учитывает возмущающее действие 30 объектов пояса Койпера и кольца, интерпретирующего малые объекты пояса Койпера, реализованного при моделировании в виде 36 материальных точек равной массы, расположенных в плоскости эклиптики на расстоянии 44 а. е. от Солнца.

Взаимодействие тел, моделируемых в виде материальных точек, определяется параметризованной постньютоновской метрикой n тел, в которой нелинейность, связанная с искривлением пространства-времени вокруг массивных тел, предсказываемая ОТО, определяется параметрами Эддингтона-Робертсона-Шиффа.

Лунная модель включает в себя отдельный учет ориентации жидкого ядра Луны (и соответствующие углы Эйлера, ее фиксирующие и изменяющиеся во времени) и ориентацию считающихся едиными коры и мантии в лунной системе отсчета (углы либрации Луны), преобразуемые в конечных эфемеридах к системе ICRF3, заданной матрицей поворота, также отдельно отмеченной в документации. Данные о лунной ориентации можно получить в том числе из экспериментов по лазерной локации Луны (помимо первостепенной задачи определения положения и расстояния до нее), поэтому полученная динамическая теория (включающая в себя в качестве параметров шесть, в сущности Эйлеровых, углов ориентации: три угла для коры и мантии и три для ядра, а также их производные) подтверждается и уточняется в ходе поиска оптимальных параметров модели при использовании наблюдательных данных.

Для Луны в динамической модели также учитывается дополнительное ускорение, вызываемое земным приливным воздействием, а также в отдельности солнечным приливным потенциалом.

В эфемеридной теории JPL DE также учитывается форма небесных тел, в частности форма Земли, Луны и Солнца. В ходе вычислений определяются: вплоть до зональных гармоник пятого порядка, взаимодействия фигуры Земли с точечными массами Луны, Солнца, Меркурия, Венеры, Марса, Юпитера и Сатурна; вплоть до шестого порядка производится учет взаимодействия фигуры Луны с точечными массами Земли, Солнца и крупных планет, кроме Урана и Нептуна; моделируется взаимодействие фигуры Солнца (вплоть до зональных гармоник второго порядка) со всеми остальными телами модели. Подобный учет ненулевых размеров небесных

тел позволяет определить дополнительное ускорение, испытываемое материальными телами, сначала во вспомогательной системе отсчета с главной осью, направленной на возмущающее тело, переводимой затем в инерциальную систему отсчета.

Дополнительно в теории DE учитываются прецессия Лензе-Тирринга, связанная с гравитационным влиянием Солнца, а также радиационное давление солнечного света для Земли и Луны.

2.2.3. Наблюдательные данные

При разработке эфемерид JPL DE параметры описанной выше динамической модели определялись и тестировались на широком наборе наблюдательных данных, полученных в ходе различных наземных и космических миссий. Список учтенных наблюдений с указанием типа миссии и охваченного наблюдениями временного промежутка представлен в табл. 3.

Эксперименты по лазерной локации лежат в основе точного определения положения и ориентации Луны. Данные лазерной дальнометрии непрерывно улучшаются в связи с развитием лазерных технологий, в частности, технологий создания коротких высокоэнергетических импульсов лазерного излучения, техник измерения времени приема сигнала. Измерения, полученные с помощью космических аппаратов, базируются на Сети дальней космической связи НАСА (Deep Space Network — DSN NASA), доплеровских и РСДБ наблюдениях искусственных спутников. Наземные наблюдения имеют большое значение, в особенности для моделирования движения ледяных гигантов, поскольку всего один космический аппарат, Вояджер-2, посещал окрестности Урана и Нептуна. В решения DE440 и DE441 внесены по одному наблюдению Вояджера 1986 и 1989 гг.

2.2.4. Доступ к эфемеридам DE

Доступ к данным эфемеридной теории JPL DE возможен с использованием разных сервисов. Основным источником является собственный интерактивный сайт Лаборатории реактивного движения НАСА Horizons [27], предоставляющий разнообразные астрономические данные, включая планетные положения из эфемеридной теории DE441. Также возможен доступ к обработке эфемеридных данных теорий DE440 и DE441 с использованием кроссплатформенного мультязыкового программного сервиса SPICE, описание доступа к которому также представлено на официальной веб-странице Лаборатории реактивного движения НАСА. Также

на этом сайте расположены ссылки на получение доступа к ASCII файлам, эфемериды в них сгруппированы блочно по 20 и более лет. ASCII файлы затем могут быть преобразованы в двоичный или любой другой удобный формат для последующей обработки с использованием различных языков программирования. Существуют также готовые программные модули на языке Fortran, подготовленные в том числе сторонними разработчиками для удобства пользовательского опыта. Доступны разные версии эфемеридной теории: от первой версии DE102, созданной в 1981 г., до опубликованных в июне 2020 г. версий DE440 и DE441.

2.3. Эфемериды INPOP. Реализации INPOP19a и INPOP21a

2.3.1. Общие сведения

Институт небесной механики и Эфемеридных вычислений IMCCE разрабатывает эфемериды INPOP [3, 4, 5, 6, 7]. Основной задачей при создании эфемеридной теории было получение краткосрочных эфемерид, играющих важнейшую роль для наземных и космических миссий и наблюдений. Интерес также представляла попытка построения моделей, способных давать предсказания на интервалах времени порядка миллионов лет, нашедшая бы приложение в палеоисследованиях эволюции Земли и Марса.

Построенная в 2006 г. модель INPOP06 создавалась с использованием 55 000 наблюдений и включала в себя 9 планет (на момент разработки модели Плутон еще не был исключен из списка больших планет Международным астрономическим союзом), Луну, 300 астероидов, и учитывала вращение Земли и либрации Луны. Полученная теория движения тел солнечной системы оказалась сравнима по точности предсказаний с актуальными на тот момент версиями эфемеридных теорий JPL DE и EPM.

Далее и по сей день теория непрерывно развивается, включая как учет новых наблюдений, так и усложнение реализуемой динамической модели: значительно усложнена лунная модель, произведен учет релятивистских эффектов. В предпоследнюю версию INPOP19a, которая заменила INPOP17a, вошли, для сравнения с INPOP06, более 155 000 наблюдений, в ней были учтены наблюдения и измерения спутников Марс Экспресс, Юнона и Кассини. В результате значительно возросла точность полученного решения, в особенности для положения Марса и барицентра системы Юпитера.

Таблица 3. Наблюдательные данные эфемеридной теории JPL DE

Планета	Тип наблюдения	Аппарат/обсерватория	Даты	<i>N</i>
Луна	Лазерная локация	McDonald 2.7 m	1970–1986	3440
		MLRS/saddle	1985–1989	275
		MRLS/Mt Fowlkes	1988–2014	2870
		Haleakala	1984–1991	694
		Observatoire de la Cote d’Azur	1984–2020	16 425
		Matera	2003–2020	248
		Apache Point	2006–2017	2452
Меркурий	Расстояния АМС	Mariner–10	1974–1975	2
		MESSENGER	2011–2016	1353
	3D АМС	MESSENGER	2008–2010	3
Венера	Расстояния АМС	Venus Express	2006–2014	2158
	3D АМС	Cassini	1998–2000	2
	РСДБ	MAGELLAN	1990–1995	18
		Venus Express	2007–2015	64
Марс	Расстояния АМС	Viking Lander–1	1976–1983	1174
		Viking Lander–2	1976–1978	80
		Mars Pathfinder	1997	90
		Mars Express	2005–2020	8751
		Mars Global Surveyor	1999–2007	2130
		Mars Odyssey	2002–2020	10 087
		Mars Reconnaissance Orbiter	2006–2020	2634
	РСДБ	Mars Global Surveyor	2001–2004	15
		Mars Odyssey	2002–2020	169
		Mars Reconnaissance Orbiter	2006–2020	123
	VLBA		2008–2014	9
Юпитер	Расстояния АМС	Juno	2016–2020	15
	3D АМС	Pioneer–10	1973	1
		Pioneer–11	1974	1
		Voyager–1	1979	1
		Voyager–2	1979	1
	3D АМС	Ulysses	1992	1
		Cassini	2000	1
		New Horizons	2007	1
	VLBA	Juno	2016–2019	6
	РСДБ	Galileo	1996–1998	22

Таблица 3. Окончание

Планета	Тип наблюдения	Аппарат/обсерватория	Даты	<i>N</i>
Сатурн	Расстояния АМС	Cassini	2004–2018	147
	VLBA	Cassini	2004–2018	27
	3D АМС	Voyager–1	1980	1
	3D АМС	Voyager–2	1981	1
	Наземные наблюдения	Flagstaff	1998–2016	3152
		Table Mountain	2001–2010	687
		Nikolaev	1973–1998	588
		Yerkes	1910–1922	18
Уран	3D АМС	Voyager–2	1986	1
	Наземные наблюдения	Flagstaff	1995–2016	2362
		Table Mountain	1998–2010	324
		Nikolaev	1961–1999	215
		Yunnan	2014–2017	3332
		Yerkes	1908–1923	21
		Bordeaux	1985–1993	165
		La Palma	1984–1997	1030
		Tokyo	1986–1989	44
		Washington	1926–1993	1783
Нептун	3D АМС	Voyager–2	1989	1
	Наземные наблюдения	Flagstaff	1995–2015	2469
		Table Mountain	1998–2013	416
		Nikolaev	1961–1999	218
		Yunnan	2014–2017	755
		Yerkes	1904–1923	27
		Bordeaux	1985–1993	183
		La Palma	1984–1998	1106
		Washington	1926–1993	1573
Плутон	Наземные наблюдения	Flagstaff	1995–2015	1098
		Table Mountain	2001–2015	549
		Pico dos Dias	1995–2012	5489
		Pulkovo	1930–1992	53
		прочие	1988–2017	23

Примечание. *N* — количество наблюдений.

Особое внимание в INPOP19a было уделено уточнению орбит астероидов. Для этого использовался второй выпуск данных спутника Gaia. Более двух миллионов наблюдений из второго релиза данных миссии Gaia DR2 были учтены, что позволило не только исследовать движение объектов в главном поясе астероидов, но и значительно увеличить точность определения орбиты Марса, в том числе значительно улучшить точность долгосрочных предсказаний его положения.

В модели INPOP21a, помимо обновления наблюдательных данных от аппаратов Юнона и Марс Экспресс, а также некоторых наземных наблюдений, было произведено уточнение модели пояса Койпера. Были в том числе учтены эффекты динамического сжатия Солнца.

Эфемеридные данные различных версий теории INPOP также широко используются в научных исследованиях, включая, но не ограничиваясь, работы по поиску доказательств существования или отсутствия девятой планеты солнечной системы [28], исследования физики элементарных частиц [29, 30] и другие [31, 32, 33].

2.3.2. Динамическая модель

В динамическую модель теории INPOP на сегодняшний день входят:

- Солнце,
- восемь больших планет,
- Луна,
- Плутон,
- 14 000 астероидов.

Движение крупных тел подчиняется уравнениям Эйнштейна-Инфельда-Гофмана, в целом модель построена в постньютоновском приближении. При интегрировании уравнений движения используется метод регуляризации Адамса-Коуэлла.

В динамической модели учитывается сжатие Солнца, а также динамическое искажение метрики пространства-времени — эффект Лензе-Тирринга. Дополнительное ускорение, вносимое этим эффектом, составляет, согласно вычислениям в рассмотренной модели, около 10% от динамического ускорения, возникающего из-за геометрической формы Солнца.

Земля и Луна деформируемы, производится учет лунно-солнечных приливов и их влияние на положение Земли; учитывается приливное воздействие Земли и Солнца на Луну при определении ее положения и ориентации.

2.3.3. Астероиды в эфемеридах INPOP

Пояс Койпера и ТНО. В модели INPOP19a возмущения от объектов пояса Койпера и транснептуновых тел определялись следующим образом: моделировалось воздействие на крупные тела модели трех круглых колец со средними радиусами 39.4, 44.0 и 47.5 а. е. Такая модель, однако, игнорировала эксцентричность орбит астероидов, характерную для внешней солнечной системы (в отличие от орбит астероидов главного пояса), и давала весьма завышенную оценку массы колец, превышающую существующие оценки полной массы всех ТНО.

Для исправления ситуации в версии INPOP21a подход к моделированию ТНО был изменен. Для моделирования были взяты (из базы данных Astorb [34]) 2225 объектов с большой полуосью орбиты, лежащей в пределах от 39.3 до 47.6 а. е. Из них затем были случайно выбраны 500 объектов, использованных для определения возмущающего влияния, а также оценки их массы в ходе уточнения параметров динамической модели.

Массы астероидов и данные Gaia. Как уже отмечалось ранее, задача определения массы астероидов весьма нетривиальна. Основным методом является спектральное определение класса астероида и оценка его размеров исходя из наземных и космических наблюдений. Для определения масс, начиная с версии теории INPOP19a, используется частный случай метода наименьших квадратов, основанный на алгоритме МНК с ограниченными параметрами (BVLS — Bounded Values Least Squares) Лоусона и Хэнсона [35], где нижняя и верхняя граница оцениваемых масс определяется исходя из априорной информации об астероидах, полученной из ранее проведенных исследований.

В 2018 г. были представлены в открытый доступ определенные из более 2 миллионов наблюдений данные с астрометрического спутника Gaia [36] о положениях и скоростях 14 099 объектов Солнечной системы. Большую часть этих объектов составляют астероиды Главного пояса. При интегрировании уравнений движения в INPOP, орбиты астероидов и планет определялись по наблюдательным данным по отдельности, но с использованием нескольких итераций для применения уточненных данных об астероидах, полученных миссией Gaia. При этом движение 14 099 астероидов рассчитывалось в рамках ньютоновского приближения с учетом возмущающего действия Солнца и больших планет, а также незначительного числа крупнейших из объектов Главного пояса [37].

2.3.4. Наблюдательные данные

Используемые наблюдательные данные могут быть, как и в теориях JPL DE и EPM, разделены на три группы: радарные наблюдения планет (возможные для Меркурия, Венеры и Марса), данные от космических аппаратов (радарная дальнометрия, доплеровские наблюдения) и оптические наблюдения (характерные в основном для внешних планет).

В одной из первых версий эфемерид INPOP06 были использованы: радарные наблюдения поверхностей Венеры (737 штук) и Меркурия (444 штуки) с 1964 по 1990 гг. и с 1971 по 1997 гг. соответственно; РСДБ наблюдения искусственного спутника Венеры «Магеллан», разнородные данные наблюдений марсианских искусственных аппаратов Викинг, Патфайндер, Марс Одиссей, Марс Глобал Сервейор (MGS, Mars Global Surveyor):

- Викинг — 1256 точек с 1976 по 1983 гг.;
- Марс Одиссей и MGS — 10 474 радарных наблюдений 1999–2005 гг.;
- Патфайндер — 1519 доплеровских точек 1976–1979 гг.;
- 44 наблюдения юпитерианского аппарата Галилей 1996–1988 гг.;
- 5536 оптических наблюдений Юпитера 1914–2004 гг.;
- 5573 оптических наблюдений Сатурна 1914–2004 гг.;
- 3848 оптических наблюдений Урана 1914–2004 гг.;
- 3898 оптических наблюдений Нептуна 1914–2004 гг.;
- 208 оптических наблюдений Плутона 1989–2004 гг..

С каждой новой версией набор используемых наблюдательных данных расширился. В последней версии INPOP21a наблюдения пополнились:

- данными аппарата Марс Экспресс по 2019.7 включительно;
- данными юпитерианского аппарата Юнона по 2020.56;
- данными лазерной локации Луны вплоть до 2020.06.01 (доведя их число до 27 899).

Также оптические наблюдения Нептуна и Урана были обновлены с использованием новых данных каталога Gaia. Полный список учтенных наблюдений с указанием типа миссии и охваченного наблюдениями временного промежутка представлен в табл. 4.

2.3.5. Доступ к эфемеридам INPOP

Доступ к эфемеридам теории INPOP возможен через сайт Института небесной механики и Эфемеридных вычислений ИМСЕ. Данные на сайте представлены в виде ссылок для доступа к двоичным файлам, текстовым файлам, файлам SPICE, а также специально организованным двоичным файлам, удобным для сопоставления с эфемеридами JPL DE. Помимо самих файлов и ссылок для доступа к ним, на сайте размещены также подробные инструкции по их внутренней организации и рекомендациям по использованию. Также на сайте размещена информация об открыто распространяемой библиотеке CALCEPH, предоставляющей программный интерфейс для обработки эфемеридных данных, совместимый с языками программирования C, Fortran и Python.

3. СРАВНЕНИЕ ТОЧНОСТИ ЭФЕМЕРИДНЫХ ТЕОРИЙ

3.1. Космические миссии

Одна из областей, в которых расчет эфемерид является наиболее актуальной задачей, это планирование космических миссий с использованием искусственных аппаратов. При подготовке межпланетных перелетов особо важным оказывается знание точных положений всех небесных тел при расчете будущей орбиты и траектории искусственного спутника. В настоящие дни целый ряд космических проектов находится на этапе планирования и подготовки запуска, и в каждом отдельно взятом случае существенное внимание инженеров и исследователей обращено к проблеме определения будущей траектории запускаемого аппарата. Эфемериды планет в первую очередь необходимы для проведения космических миссий, поэтому далее мы даем обзор планируемых к реализации в ближайшее время проектов.

3.1.1. Исследование системы Юпитера. Europa Clipper

Миссия NASA Europa Clipper [38, 39, 40] наиболее близка к завершению подготовки — запуск ее планируется на конец 2024 г. Целью миссии является изучение одного из наиболее интригующих галилеевых спутников Юпитера — Европы, существование подповерхностного океана жидкой воды на которой представляет собой большой научный интерес, как с точки зрения его физических характеристик и состава, так и с точки зрения возможного существования примитивной биологической жизни под ле-

Таблица 4. Наблюдательные данные эфемеридной теории INPOP

Планета	Тип наблюдения	Аппарат/обсерватория	Даты	<i>N</i>
Луна	Лазерная локация	APOLLO	2006–2016	2588
		Grasse	1984–2020	17091
		Haleakala	1984–1990	737
		Matera	2003–2020	233
		McDonald	1969–1986	3431
		MLRS1/MLRS2	1983–2016	3738
		Wettzell	2018–2020	81
Меркурий	Радиолокация		1971–1997	462
	Расстояния АМС	Mariner-10	1974–1976	2
		MESSENGER	2011–2014	1096
Венера	Радиолокация		1965–1990	489
	РСДБ	MAGELLAN	1990–2013	68
	Расстояния АМС	Venus Express	2006–2011	24 783
Марс	Расстояния АМС	Mars Express	2005–2016	1174
		Mars Global Surveyor	1999–2006	2459
		Mars Odyssey, MRO	2002–2014	20 985
	РСДБ		1989–2013	194
	РСДБ		1996–1997	24
	Расстояния АМС	Juno	2016–2018	23
		Pioneer–11	1974	1
		Voyager–1	1979	1
		Voyager–2	1979	1
		Ulysses	1992	1
		Cassini	2000	1
Сатурн	Наземные наблюдения		1924–2008	7826
	РСДБ/Расстояния АМС	Cassini	2004–2016	1370
Уран	3D АМС	Voyager–2	1986	1
	Наземные наблюдения		1924–2013	35 145
Нептун	3D АМС	Voyager–2	1989	1
	Наземные наблюдения		1924–2007	5254

Примечание. *N* — количество наблюдений.

дяной поверхностью спутника. Еще не объявлен окончательный состав исследовательского оборудования, которое будет установлено на аппарат (вплоть до обсуждения возможности интегрирования в состав миссии спускаемого зонда). Тем не менее при запуске в конце 2024 г. расчетная траектория, включающая в себя два гравитационных маневра у Марса и Земли, приведет аппарат в ближайшие окрестности системы Юпитера к началу 2030 г.

3.1.2. Исследование системы Сатурна. *Dragonfly*

Другой амбициозной миссией во внешнюю Солнечную систему является *Dragonfly*, планируемая к запуску в 2028 г. [41, 42]. Объектом изучения этого аппарата станет крупнейший спутник Сатурна Титан. Предыдущие исследования межпланетной станции и спускаемого аппарата Кассини-Гюйгенс привели к примечательным открытиям, связанным с этим небесным телом. Значительно превосходя по массе и размерам все остальные спутники Сатурна и тем самым уже представляя определенный интерес к исследованию, Титан вдобавок обладает плотной (в четыре раза плотнее земной) азотной (98% азот, 1.6% метан и аргон) атмосферой и имеет на своей поверхности значительные запасы углеводородов в жидкой и твердой форме: спускаемый аппарат Гюйгенс подтвердил наличие метановых морей, которые также были видны на инфракрасных снимках спутника (плотная атмосфера скрывает его поверхность в оптическом диапазоне). Несмотря на низкую температуру поверхности, составляющую около -180 градусов по Цельсию, Титан считается гипотетически пригодным для образования простейших биологических молекул и, возможно, первичных микроорганизмов, поскольку помимо богатого углеводородного супа на поверхности спутника также предполагается наличие редких областей, содержащих воду.

Аппарат *Dragonfly* будет представлять собой винтокрылую платформу с диаметром винтов около одного метра, что позволит ему совершать небольшие полеты в атмосфере Титана, плотная атмосфера которого вкуче с на 15% меньшей, чем на Земле, поверхностной силой тяжести будет способствовать низким затратам энергии при совершении исследовательских полетов. Аппарат будет оснащен необходимыми приборами для химического анализа атмосферы и поверхности спутника, будет производить поиск органических молекул и исследовать физические свойства поверхности и ландшафта Титана. При успешном запуске в 2028 г., ожидается, что *Dragonfly* достигнет системы Сатурна к 2036 г.

3.1.3. Исследования Урана и Нептуна

При всей своей малоизученности, системы Юпитера и Сатурна, тем не менее, относительно хорошо исследованы различными межпланетными станциями, начиная с первых посещений их аппаратами серии Пионер (Пионер–10 посетил Юпитер, Пионер–11 достиг Юпитера и Сатурна), которые совершили разовые посещения систем планет-гигантов по пролетным траекториям, заканчивая крупными автоматическими межпланетными станциями (АМС): АМС Кассини, исследовавшая Сатурн с 2004 по 2017 г., и аппарат Юнона, достигший системы Юпитера в 2016 г.

Иное дело обстоит с ледяными гигантами Ураном и Нептуном, населяющими самые отдаленные рубежи солнечной системы: за всю историю космических исследований всего один космический аппарат, *Вояджер–2*, совершил пролет возле этих планет, достигнув орбиты Урана в январе 1986 г. и Нептуна в августе 1989 г. Из-за значительной удаленности этих планет, запуск к ним исследовательской станции требует более значительных финансовых затрат, чем полет к Юпитеру или Сатурну. Такая миссия сложна и технически, ввиду необходимости поддержания работоспособности аппарата в течение долгого времени в пути до конечной орбиты вокруг ледяного гиганта, а также трудностей, связанных с расчетом траектории до внешних участков Солнечной системы. На сегодняшний день на этапе формирования стратегии исследования и разработки аппарата находится целый ряд миссий к Урану и Нептуну [43, 44].

Одной из разрабатываемых концепций является *Neptune Odyssey* [45], с оптимальным окном запуска в начале 2030-х гг., ставящая целью исследование системы Нептуна и его крупнейшего спутника Тритона. Аппарат планируется к выводу на нестандартную ретроградную (противоположную направлению вращения планеты) орбиту вокруг Нептуна для совместного изучения планеты вместе с Тритоном, который представляет собой отдельный интерес, будучи единственным крупным спутником в Солнечной системе с ретроградным движением по орбите вокруг планеты (вероятнее всего вызванным тем, что Тритон был захвачен Нептуном из пояса Койпера) и имеющим зарегистрированную геологическую активность: на снимках аппарата *Вояджер–2* удалось обнаружить криовулканизм и гейзеры на его поверхности. В составе оборудования *Neptune Odyssey* также планируется

атмосферный зонд для изучения химического состава верхних слоев атмосферы Нептуна (вплоть до глубины, соответствующей давлению 10 бар). При запуске в 2031–2032 гг. по расчетным орбитам аппарат сможет достигнуть Нептуна к 2049 г.

3.1.4. Исследования системы Плутона. Результаты миссии New Horizons

Открытый в 1930 г. Клайдом Томбо Плутон оставался одним из наименее исследованных крупных тел в солнечной системе до его посещения в 2015 г. миссией New Horizons [46, 47]. Система Плутона представляет собой значительный интерес: соотношение масс Плутона и крупнейшего из его пяти спутников Харона составляет приблизительно 1 к 8, в связи с чем некоторые исследователи прибегают к использованию термина «двойная планета» при описании системы Плутон-Харон. Данный факт приводит к значительной сложности динамической эволюции этой удаленной карликовой планеты.

Посещение системы в июле 2015 г. межпланетной станцией «Новые горизонты» (New Horizons) принесло огромное количество новых данных исследователям: первые детальные фотографические изображения поверхности Плутона и Харона, спектроскопическая информация о составе его атмосферы и поверхности; данные о динамике АМС «Новые горизонты» в системе Плутона привели к очередному уточнению массы и гравитационного воздействия Плутона и его спутников. Посещение Плутона автоматической межпланетной станцией привело к уточнению динамических моделей, используемых при расчете эфемерид планет. Гравитационный вклад Плутона играет значительную роль в динамике удаленных областей Солнечной системы, в том числе приводя к возмущениям орбиты Нептуна, как напрямую, так и опосредованно через влияние на структуру пояса Койпера.

Полученные миссией «Новые горизонты» данные привнесли значительный вклад в изучение природы и динамики объектов пояса Койпера, но также поставили новые вопросы перед исследователями: как происходила их динамическая эволюция, каково содержание пыли и каков ее вклад в химический состав и эволюцию объектов, существует ли на Плутоне подповерхностный океан [48]? Одной из разрабатываемых концепций для поиска ответа на эти вопросы является миссия Персефона [49], которая может отправиться в тридцатилетний полет уже в начале 2030-х годов и принести новые более точные данные о системе Плутона.

3.1.5. Исследования планет земной группы. Венера и Марс

Помимо миссий по изучению наименее исследованных уголков солнечной системы, внимание космических агентств и исследовательских групп также обращено к двум наиболее близким к Земле планетам — Марсу и Венере. Будучи планетами земной группы, имеющими твердую поверхность, они представляют собой особый интерес для отправки к ним исследовательских миссий [50], поскольку наименее удалены от Земли и наименее требовательны как к отправляемому оборудованию, так и к используемым для отправки носителям. В далеком будущем эти планеты, в частности Марс, могут быть выбраны в качестве цели для посещения их человеком.

Терраформирование Венеры и Марса пока представляется слишком амбициозной задачей, но их исследование с помощью роботизированного оборудования, космических спутников, посадочных капсул и роверов уже осуществляется человечеством. Опыт, полученный при отправке предыдущих космических миссий к Марсу и Венере, используется при подготовке следующих аппаратов, направленных на изучение поверхности, атмосферы, магнитного поля и сейсмических свойств планет. Предполагается, что подобные исследования могут оказать значительное влияние на наше понимание эволюции планетных экосистем, что поможет нам в прогнозировании будущего собственной планеты, Земли.

Одной из планирующихся миссий по исследованию Венеры является разрабатываемый в Институте Космических Исследований РАН проект Венера-Д [51, 52], задуманный как продолжение исследований Венеры, начатых еще советскими аппаратами серии Венера в 60-е годы прошлого века. В состав космического аппарата должны войти автоматическая орбитальная станция, а также спускаемый модуль, состоящий из посадочного аппарата и аэростатов для изучения атмосферных особенностей планеты. В ходе работы космического аппарата планируется большое количество научных экспериментов, целью которых является попытка ответа на вопросы о том, какие процессы сформировали и продолжают формировать атмосферу и поверхность Венеры, и что мы можем заключить о будущем земного климата на основании венерианских исследований. Запуск аппарата на сегодняшний день отложен на начало 2030-х годов.

Многочисленные исследования Марса продолжаются и по сей день, в том числе с использованием орбитальных аппаратов (8 искусственных спутников,

включая Mars Express, Mars Odyssey и MRO) и марсоходов (Кьюриосити, Персеверанс и другие). Марс из всех планет и спутников солнечной системы, кроме Луны, наиболее близок к посещению человеком: отправка первого человека на поверхность красной планеты ожидается уже в 2040-х годах. Одна из роботизированных миссий, подготовкой которой занимается Роскосмос, отложенная на 2028–2029 г., миссия Exomars-2022 будет нести на себе значительное количество научного оборудования, направленного на поиск возможных следов прошлой или настоящей жизни на Марсе и исследование характеристик водного и геохимического распределения на поверхности планеты.

3.2. Сравнение ожидаемого положения планет в рамках эфемеридных теорий DE, EPM и INPOP

Точность эфемерид тел солнечной системы является самой востребованной характеристикой. Она зависит от методов учета возмущающих факторов, от точности методов вычислений и от точности наблюдений, на которых основаны эфемериды. Однако присутствует необходимость использовать результаты наблюдений, точность которых ограничена имеющейся наблюдательной техникой и условиями наблюдений.

Техника наблюдений совершенствуется. Например, для наземных наблюдений применяется адаптивная оптика и спекл-интерферометрия. Условия наблюдений также улучшаются при выносе телескопов за пределы земной атмосферы: широкую известность в научных кругах имеют Hubble space telescope (HST), WISE. Условия наблюдений резко улучшились с началом эксплуатации космической обсерватории Gaia. При этом впервые ошибки звездного каталога не превысили ошибок регистрации изображений в фотоприемнике, которые в свою очередь на Gaia тоже уменьшились за счет применения методов сканирования.

При построении моделей движения небесных тел и учете возмущающих факторов разработчики эфемерид могут включать в рассмотрение все более тонкие эффекты в движении небесных тел. Совершенствование методов вычислений способствует значительному превышению вычислительной точности над наблюдательной. Поэтому точность эфемерид небесных тел солнечной системы, в том числе и планет, зависит в первую очередь от точности наблюдений.

В рассматриваемых в настоящем обзоре трех вариантах эфемерид планет JPL DE, EPM и INPOP используются схожие наборы наблюдений, однако

различия между ними все же имеются. Все три варианта достоверны и пригодны к использованию, однако эфемериды строились независимо. Таким образом различия эфемерид могут служить некоторым показателем их точности.

Для сравнения и оценки точности рассмотренных ранее эфемеридных теорий JPL DE, EPM и INPOP получим и сравним положения на небе в них Луны, Солнца, Венеры, Марса, Юпитера, Сатурна, Урана, Нептуна и Плутона, используя для доступа к эфемеридным данным сервис MULTI-SAT [53]. Для определения положения небесных тел получим эфемериды с постоянным шагом по времени в рамках доступных версий планетных теорий DE441, EPM2021 и INPOP19a; будем рассматривать эфемеридные данные на следующих временных диапазонах:

- Венера — 01.01.2030–01.01.2032 (предполагая возможным в это время запуск исследовательского аппарата Венера-Д);
- Марс — 01.01.2030–01.01.2032 (примерные даты прибытия АМС Exomars-2022, в случае успешного продолжения этой программы);
- Юпитер — 01.04.2030–01.04.2032 (два года от предполагаемого момента прибытия в систему Юпитера аппарата Europa Clipper);
- Сатурн — 01.01.2036–01.01.2038 (два года от предполагаемого момента прибытия в систему Сатурна аппарата Dragonfly);
- Уран — 01.01.2045–01.01.2047 (ориентируясь на возможность отправки аппарата в систему Урана в 2030-е);
- Нептун — 01.01.2049–01.01.2051 (ориентируясь на возможность реализации концепции Neptune Odyssey в 2031–2032 гг.);
- Солнце и Плутон — 01.01.2024–01.01.2026;
- Луна — 01.01.2024–02.06.2024.

Выбор временного интервала для Солнца и Плутона, а также Луны, исключительно произволен и несет за собой цель получить представление о текущей точности определения положения этих объектов в рамках рассмотренных планетных теорий.

Данные о положении тела на небесной сфере представляют собой прямое восхождение α и склонение δ , выраженные в часах, минутах и секундах в случае α , и в градусах, минутах и секундах дуги в случае δ . Таким образом мы имеем для каждого из промежутков времени по три набора значений (α_i, δ_i) для каждого момента времени t_i для каждой из эфемеридных теорий.

Составим далее следующие разности положений:

$$\Delta_i^{(1)} = \sqrt{(\alpha_i^a - \alpha_i^b)^2 + (\delta_i^a - \delta_i^b)^2},$$

$$\Delta_i^{(2)} = \sqrt{(\alpha_i^a - \alpha_i^c)^2 + (\delta_i^a - \delta_i^c)^2},$$

$$\Delta_i^{(3)} = \sqrt{(\alpha_i^b - \alpha_i^c)^2 + (\delta_i^b - \delta_i^c)^2},$$

где индекс a обозначает принадлежность координат теории EPM, индекс b — теории INPOP, а индекс c — теории DE.

Построим далее графики изменения $\Delta_i^{(1)}$, $\Delta_i^{(2)}$ и $\Delta_i^{(3)}$ от времени t_i . Полученные зависимости приведены на рис. 1–9.

Как видно из полученных расстояний, вычисленные в рамках рассмотренных эфемеридных теорий положения объектов по-разному отличаются друг от друга: положения Солнца (рис. 1) наиболее близки в теориях EPM и DE, положение Луны — в теориях EPM и INPOP (рис. 2), положения Юпитера — в теориях INPOP и DE (рис. 3). Действительно существенной при этом (немногим больше половины порядка) является только разница положений Сатурна (рис. 4) (отклоняется предсказание теории INPOP) и Нептуна (рис. 5) (отклоняется предсказание теории EPM). Во всех остальных случаях (для Венеры, Марса, Урана и Плутона, см. рис. 6–9) теории либо дают соразмерные результаты

на всем временном интервале, либо, несмотря на колебания относительно предсказаний друг друга, совпадают в определенные моменты времени. Таким образом нельзя с уверенностью утверждать о существенном превосходстве какой-либо из рассмотренных теорий: в различных рассмотренных конфигурациях их предсказания по-разному отличаются друг от друга, не выявляя систематического совпадения между двумя из них, сопряженного со значимым отличием от третьей теории.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эфемеридные теории играют важную роль в астрокосмических проектах и исследованиях. Их разработка сложна и требует решения большого количества сложнейших задач: учета множества физических факторов и взаимодействий при создании динамической модели; имплементации алгоритмов численного интегрирования уравнений движения; фиттирования десятков и сотен тысяч наблюдений для наиболее точного сопоставления модельных вычислений с окружающей действительностью.

Сравнение используемых при разработке рассмотренных эфемеридных теорий математических моделей и наблюдательных данных не дает однозначного ответа на вопрос о возможном превосходстве одной теории над другой. Подходы авторов JPL DE, INPOP и EPM близки: динамические модели включают в себя схожие наборы небесных тел, моделируются аналогичные наборы эффектов (в том

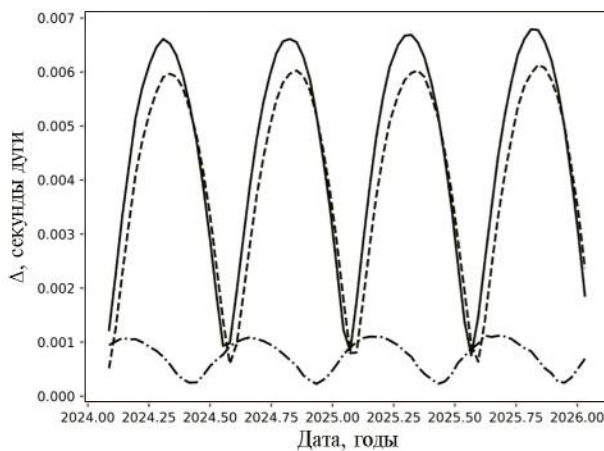


Рис. 1. Расстояние между эфемеридами положения на небе Солнца в теориях INPOP, EPM и JPL DE на интервале времени с 01.01.2024 по 01.01.2026. Сплошной линии соответствует разность EPM–INPOP, штрих-пунктирной линии — разность EPM–DE, штриховой линии — разность DE–INPOP.

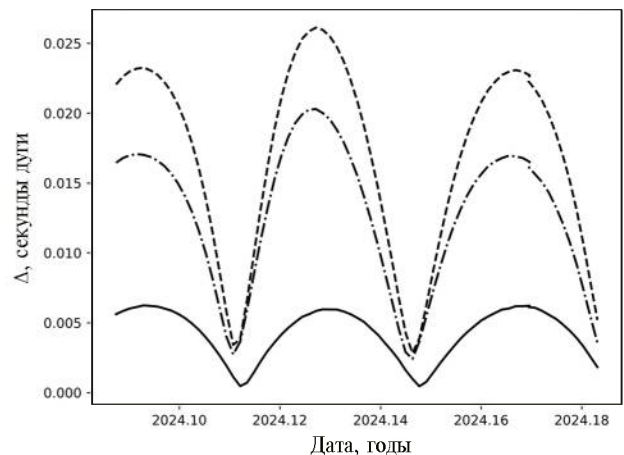


Рис. 2. Расстояние между эфемеридами положения на небе Луны в теориях INPOP, EPM и JPL DE на интервале времени с 01.01.2024 по 02.06.2024. Сплошной линии соответствует разность EPM–INPOP, штрих-пунктирной линии — разность EPM–DE, штриховой линии — разность DE–INPOP.

числе релятивистских) и взаимодействий; используется одинаковый подход к моделированию движения крупных тел: во всех трех теориях оно подчиняется уравнениям Эйнштейна-Инфельда-Гофмана. В многом развитие этих эфемеридных теорий происходит совместно: авторы следят за достижениями своих коллег и перенимают удачные стороны конкурирующих моделей. При этом каждая из

теорий имеет свои сильные и слабые стороны, фокусируется на разработке уникальных для себя моделей, наиболее разнообразных в области учета гравитационного влияния астероидных поясов — Главного пояса и пояса Койпера: от использования байесовской процедуры оценки масс астероидов и замены поясов эквивалентными в гравитационном смысле кольцами до учета наблюдений Gaia. Пари-

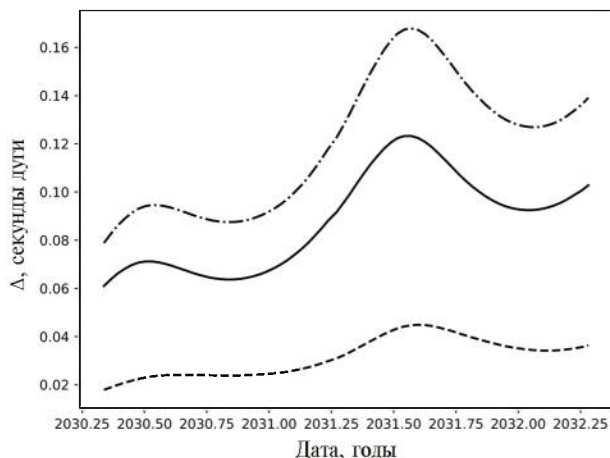


Рис. 3. Расстояние между эфемеридами положения на небе планеты Юпитер в теориях INPOP, EPM и JPL DE на интервале времени с 01.04.2030 по 01.04.2032. Сплошной линии соответствует разность EPM–INPOP, штрих-пунктирной линии — разность EPM–DE, штриховой линии — разность DE–INPOP.

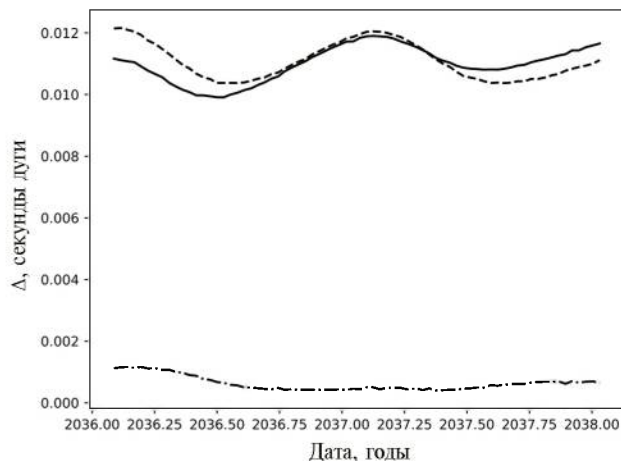


Рис. 4. Расстояние между эфемеридами положения на небе планеты Сатурн в теориях INPOP, EPM и JPL DE на интервале времени с 01.01.2036 по 01.01.2038. Сплошной линии соответствует разность EPM–INPOP, штрих-пунктирной линии — разность EPM–DE, штриховой линии — разность DE–INPOP.

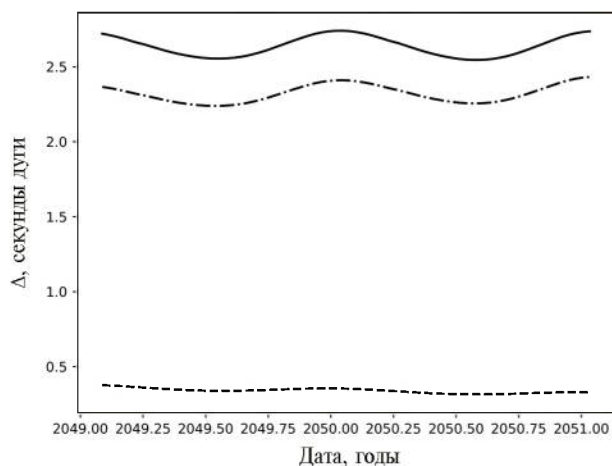


Рис. 5. Расстояние между эфемеридами положения на небе планеты Нептун в теориях INPOP, EPM и JPL DE на интервале времени с 01.01.2049 по 01.01.2051. Сплошной линии соответствует разность EPM–INPOP, штрих-пунктирной линии — разность EPM–DE, штриховой линии — разность DE–INPOP.

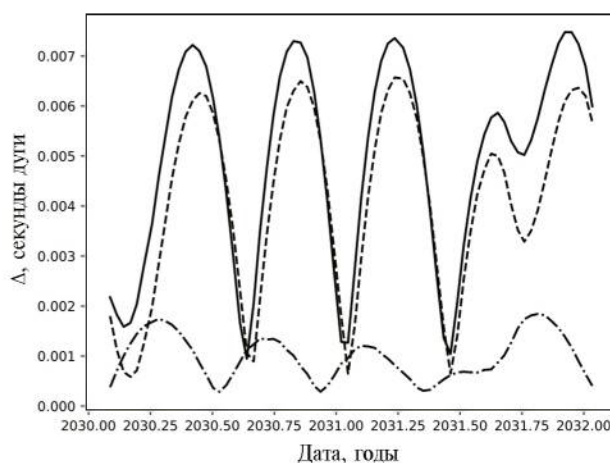


Рис. 6. Расстояние между эфемеридами положения на небе планеты Венера в теориях INPOP, EPM и JPL DE на интервале времени с 01.01.2030 по 01.01.2032. Сплошной линии соответствует разность EPM–INPOP, штрих-пунктирной линии — разность EPM–DE, штриховой линии — разность DE–INPOP.

тет несколько нарушается лишь в области наблюдательных данных: определенное преимущество обеспечивает себе теория JPL DE, поскольку, в отличие от INPOP и EPM, имеет широкий доступ к самым свежим данным космических станций, спутников и роверов NASA (Юнона, Марс Экспресс и др.).

Эфемеридные теории EPM, JPL DE и INPOP предоставляют точные данные о положениях объ-

ектов в Солнечной системе, но точность этих данных варьируется для различных небесных тел: в рассмотренных примерах было показано, что предсказываемое в некоторых конфигурациях положение планеты или спутника в одной из теорий может в большей степени отличаться от двух других, чем те расходятся друг с другом, но подобные различия не несут систематического характера, что требует дальнейшего исследования точности получаемых данных. Тем не менее при определенных условиях возможны существенные отклонения предсказаний одной из теорий, как в случае положения Сатурна и Нептуна, благодаря чему можно заключить, что в некоторых индивидуальных конфигурациях более предпочтительным для исследователей может стать использование одной из двух других теорий планетных эфемерид.

Общий вывод из сравнения эфемерид таков: ни один из рассмотренных вариантов JPL DE, EPM и INPOP не обладает преимуществом по точности: все три варианта равноценны и любой из них может использоваться на практике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Н. В. Емельянов*, Земля и вселенная 5, 32 (2010).
2. *E. Pitjeva, D. Pavlov, D. Aksim, M. Kan*, Proc. IAU 15, 220 (2019).
3. *A. Fienga, P. Deram, V. Viswanathan, A. Di Ruscio, L. Bernus, D. Durante, M. Gastineau, and J. Laskar*, Notes

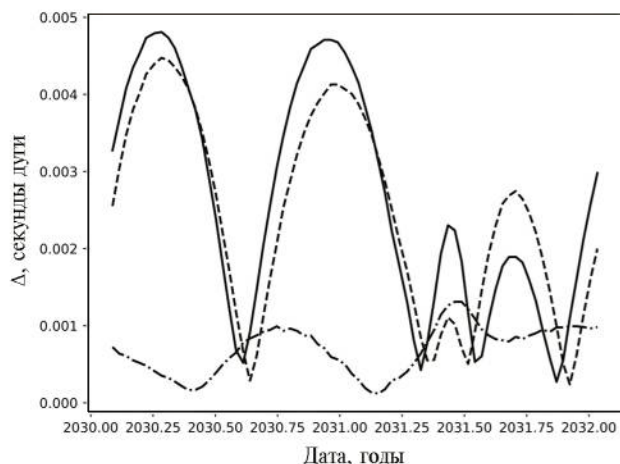


Рис. 7. Расстояние между эфемеридами положения на небе планеты Марс в теориях INPOP, EPM и JPL DE на интервале времени с 01.01.2030 по 01.01.2032. Сплошной линии соответствует разность EPM–INPOP, штрих-пунктирной линии — разность EPM–DE, штриховой линии — разность DE–INPOP.

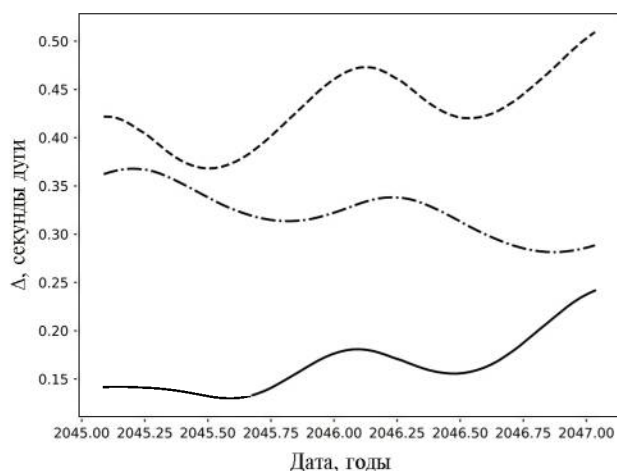


Рис. 8. Расстояние между эфемеридами положения на небе планеты Уран в теориях INPOP, EPM и JPL DE на интервале времени с 01.01.2045 по 01.01.2047. Сплошной линии соответствует разность EPM–INPOP, штрих-пунктирной линии — разность EPM–DE, штриховой линии — разность DE–INPOP.

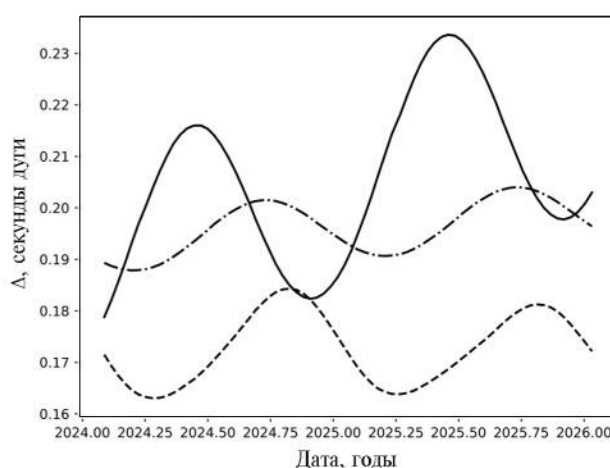


Рис. 9. Расстояние между эфемеридами положения на небе карликовой планеты Плутон в теориях INPOP, EPM и JPL DE на интервале времени с 01.01.2024 по 01.01.2026. Сплошной линии соответствует разность EPM–INPOP, штрих-пунктирной линии — разность EPM–DE, штриховой линии — разность DE–INPOP.

- Scientifiques et Techniques de l'Institut de Mecanique Celeste 109 (2019).
4. *V. Viswanathan, A. Fienga, O. Minazzoli, L. Bernus, J. Laskar, and M. Gastineau*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 476(2), 1877 (2018).
 5. *W. M. Folkner, J. G. Williams, D. H. Boggs, R. S. Park, and P. Kuchynka*, The Interplanetary Network Progress Report 42–196, 1 (2014).
 6. *R. S. Park, W. M. Folkner, J. G. Williams, and D. H. Boggs*, Astron. J. 161(3), id. 105 (2021).
 7. *A. Fienga, P. Deram, A. Di Ruscio, V. Viswanathan, J. I. B. Camargo, L. Bernus, M. Gastineau, and J. Laskar*, Notes Scientifiques et Techniques de l'Institut de Mecanique Celeste 110 (2021).
 8. *E. V. Pitjeva*, Proc. of the Journees 2008 Systemes de reference spatiotemporels, X. Lohrmann-Kolloquium: Astrometry, Geodynamics and Astronomical Reference Systems, TU Dresden, Germany, 22–24 September 2008, edited by M. Soffel and N. Capitaine, Lohrmann-Observatorium and Observatoire de Paris, p. 57 (2009).
 9. *E. V. Pitjeva and N. P. Pitjev*, Celest. Mech. Dyn. Astron. 119(3–4), 237 (2014).
 10. *E. V. Pitjeva*, in Proc. of the Journees 2014 Systemes de reference spatio-temporels, edited by Z. Malkin and N. Capitaine, Pulkovo Observatory (2015), p. 92.
 11. *A. J. S. Capistrano, J. A. M. Penagos, and M. S. Alarcon*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 463(2), 1587 (2016).
 12. *L. Iorio and M. L. Ruggiero*, Intern. J. Modern Physics A 25(29), 5399 (2010).
 13. *L. Iorio*, Astron. J. 157(6), id. 220 (2019).
 14. *L. Iorio*, European Phys. J. C 80(4), id. 338 (2020).
 15. *E. V. Pitjeva*, in Protecting the Earth against Collisions with Asteroids and Comet Nuclei, Proc. of the Intern. Conference Asteroid–Comet Hazard 2009, edited by A. M. Finkelstein, W. F. Huebner, and V. A. Shor (St. Petersburg: Nauka, 2010), p. 237.
 16. *A. Einstein, L. Infeld, and B. Hoffmann*, Ann. Mathematics 39, 65 (1938).
 17. *P. Kuchynka, J. Laskar, A. Fienga, and H. Manche*, Astron. and Astrophys. 514, id. A96 (2010).
 18. *E. V. Pitjeva and N. P. Pitjev*, Astron. Lett. 44(8–9), 554 (2018).
 19. *E. V. Pitjeva and N. P. Pitjev*, Celest. Mech. Dyn. Astron. 130(9), 57 (2018).
 20. *N. V. Emelyanov and A. E. Drozdov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 494, 2410 (2020).
 21. *D. J. Tholen, PH. D.* Thesis The University of Arizona, Dissertation Abstracts International 45–07(B), 2201 (1984).
 22. *W. M. Folkner, J. G. Williams, and D. H. Boggs*, The Interplanetary Network Progress Report 42–178, 1 (2009).
 23. *W. B. Hayes*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 386(1), 295 (2008).
 24. *S. A. Klioner and M. Peip*, Astron. and Astrophys. 410(3), 1063 (2003).
 25. *V. Robert, V. Lainey, D. Pascu, J.-E. Arlot, J.-P. De Cuyper, V. Dehant, and W. Thuillot*, Astron. and Astrophys. 572, id. A104 (2014).
 26. *M. J. Holman, A. Akmal, D. Farnocchia, H. Rein, M. J. Payne, R. Weryk, D. Tamayo, and D. M. Hernandez*, Planetary Sci. J. 4(4), id. 69 (2023).
 27. *J. D. Giorgini, D. K. Yeomans, A. B. Chamberlin, P. W. Chodas, et al.*, Bull. Amer. Astron. Soc. 28, 1158 (1996).
 28. *A. Fienga, J. Laskar, H. Manche, and M. Gastineau*, Astron. and Astrophys. 587, id. L8 (2016).
 29. *V. Mariani, A. Fienga, O. Minazzoli, M. Gastineau, and J. Laskar*, Phys. Rev. D 108(2), id. 024047 (2023).
 30. *L. Bernus, O. Minazzoli, A. Fienga, M. Gastineau, J. Laskar, and P. Deram*, Phys. Rev. Letters 123(16), id. 161103 (2019).
 31. *A. Fienga, J. Laskar, P. Exertier, H. Manche, and M. Gastineau*, Celest. Mech. Dyn. Astron. 123(3), 325 (2015).
 32. *L. Bernus, O. Minazzoli, A. Fienga, A. Hees, M. Gastineau, J. Laskar, P. Deram, and A. Di Ruscio*, Phys. Rev. D 105(4), id. 044057 (2022).
 33. *A. Fienga, C. Avdellidou, and J. Hanu*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 492(1), 589 (2020).
 34. *N. A. Moskovitz, L. Wasserman, B. Burt, R. Schottland, E. Howell, M. Bailen, and M. Granvik*, Astron. and Comput. 41, id. 100661 (2022).
 35. *C. L. Lawson and R. J. Hanson*, Solving Least Squares Problems (Prentice-Hall, 1974).
 36. *F. Spoto, P. Tanga, F. Mignard, J. Berthier, et al.*, Astron. and Astrophys. 616, id. A13 (2018).
 37. *P. Deram, A. Fienga, A. K. Verma, M. Gastineau, and J. Laskar*, Celest. Mech. Dyn. Astron. 134, 32 (2022).
 38. *K. P. Hand, A. E. Murray, J. B. Garvin, W. B. Brinckerhof, et al.*, Report of the Europa Lander Science Definition Team (NASA, 2017).
 39. *L. M. Prockter, E. J. Bunce, and M. N. Choukroun*, 55th Lunar and Planetary Science Conference, held 11–15 March, 2024 at The Woodlands, Texas/Virtual, LPI Contribution №3040, id. 1289 (2024).

40. *G. W. Patterson, R. T. Pappalardo, L. M. Prockter, D. A. Senske, and S. D. Vance*, European Planetary Science Congress 2012, IFEMA-Feria de Madrid, held 23–28 September, 2012 in Madrid, Spain, id. EPSC2012-726 (2012).
41. *J. W. Barnes, E. Turtle, M. Trainer, R. Lorenz, S. Murchie, and S. MacKenzie*, *Bull. Amer. Astron. Soc.* 52(3), 1 (2020).
42. *A. Chatain, A. Le Gall, J.-J. Berthelier, R. D. Lorenz, R. Hassen-Khodja, J.-P. Lebreton, T. Joly-Jehenne, and G. Deprez*, *Icarus* 391, id. 115345 (2023).
43. *W. B. Hubbard*, NASA Ice Giants Decadal Study Revision (2010).
44. *L. N. Fletcher, A. A. Simon, M. D. Hofstadter, C. S. Arridge, I. Cohen, A. Masters, K. Mandt, and A. Coustenis*, *Philosoph. Transactions Roy. Soc. A* 378(2187), id. 20190473 (2020).
45. *A. M. Rymer, K. D. Runyon, B. Clyde, J. I. Nunez, et al.*, *Planetary Sci. J.* 2(5), id. 184 (2021).
46. *G. H. Fountain, D. Y. Kusnierkiewicz, C. B. Hersman, T. S. Herder, et al.*, *Space Sci. Rev.* 140, 23 (2008).
47. *S. A. Stern*, *Space Sci. Rev.* 140, 3 (2008).
48. *A. H. Parker*, *The Pluto System After New Horizons*, edited by S. A. Stern, J. M. Moore, W. M. Grundy, L. A. Young, and R. P. Binzel (Tucson: University of Arizona Press, 2010), p. 545.
49. *C. Howett, S. Robbins, B. J. Holler, A. Hendrix, et al.*, *Planetary Sci. J.* 2, 75 (2021).
50. *J. B. Garvin, S. A. Getty, G. N. Arney, N. M. Johnson, et al.*, *Planetary Sci. J.* 3(5), id. 117 (2022).
51. *L. Zasova, T. Gregg, N. Eismont, T. Economou, et al.*, EPSC-DPS Joint Meeting 2019, held 15–20 September 2019 in Geneva, Switzerland, id. EPSC-DPS2019-1938 (2019).
52. *N. Eismont, V. Zubko, A. Belyaev, K. Fedyaev, L. Zasova, D. Gorinov, A. Simonov, and R. Nazirov*, *Acta Astronautica* 197, 310 (2022).
53. *N. V. Emel'yanov and J. E. Arlot*, *Astron. and Astrophys.* 487(2), 759 (2008).

EPHEMERIS THEORIES JPL DE, INPOP AND EPM**I. A. Moiseev^{1,*}, N. V. Emelyanov^{2,**}**

¹*Department of Celestial Mechanics, Astrometry and Gravimetry, Faculty of Physics,
Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

**E-mail: lxyniti@gmail.com*

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

This paper provides an overview and description of three leading sources of planetary ephemerides: the ephemerides from the Jet Propulsion Laboratory (JPL) and their developed ephemeris theory DE; the ephemerides from the Institute of Celestial Mechanics and Ephemeris Calculation (IMCCE) and their developed theory INPOP; and the ephemeris theory EPM developed at the Institute of Applied Astronomy of the Russian Academy of Sciences (IAA RAS). The methods and observational data sets used in constructing each of the theories are described. A comparison of the ephemerides computed within these theories is made using examples from future space missions. It is shown that the differences in computed positions do not exhibit systematic characteristics and represent rather random discrepancies caused by variations in dynamic models and the observational data taken into account. The overall conclusion from the comparison of the ephemerides is that none of the considered options (JPL DE, EPM, and INPOP) has an advantage in terms of accuracy. All three options are equally valid, and any of the three ephemeris options can be used in practice.

Keywords: planets, ephemeris