

СОДЕРЖАНИЕ

Том 97, номер 1, 2020

Эволюция вязкого протопланетного диска при образовании конвективно-неустойчивых областей <i>Я. Н. Павлюченков, А. В. Тутуков, Л. А. Максимова, Э. И. Воробьев</i>	3
Структура и эволюция мощных вспышек мазерного излучения H_2O в протозвездном объекте IRAS 18316–0602 (G25.65+1.05) <i>Н. Т. Ашимбаева, В. В. Краснов, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, Г. И. Рудницкий, А. М. Толмачев</i>	18
IL Сер А как долгопериодическая спектрально-двойная Ве звезда Хербига <i>Н. З. Исмаилов, М. А. Погодин, У. З. Баширова, Г. Р. Бахаудинова</i>	26
Анализ эффективности сканирования неба в космическом эксперименте “ЛИРА-Б” <i>С. В. Жмайлов, М. Е. Прохоров</i>	38
Рентгеновские вспышки и комплексы активности на солнце в 24 цикле <i>Е. С. Исаева, В. М. Томозов, С. А. Язев</i>	64
Коротящие и распространяющиеся возмущения в солнечном ветре по данным мониторинга межпланетных мерцаний на радиотелескопе БСА ФИАН в 2017 г. <i>И. В. Чашей, Т. О. Лебедева, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев</i>	73

УДК 524.3-17

ЭВОЛЮЦИЯ ВЯЗКОГО ПРОТОПЛАНЕТНОГО ДИСКА ПРИ ОБРАЗОВАНИИ КОНВЕКТИВНО-НЕУСТОЙЧИВЫХ ОБЛАСТЕЙ

© 2020 г. Я. Н. Павлюченков^{1,*}, А. В. Тутуков¹, Л. А. Максимова¹, Э. И. Воробьев^{2,3}

¹ Институт астрономии РАН, Москва, Россия

² Южный федеральный университет, НИИ физики, Ростов-на-Дону, Россия

³ Институт астрофизики, Венский университет, Вена, Австрия

*E-mail: pavyar@inasan.ru

Поступила в редакцию 23.05.2019 г.

После доработки 06.09.2019 г.

Принята к публикации 06.09.2019 г.

В данной работе исследуется роль конвекции в аккреционном газопылевом диске у молодой звезды. Эволюция кеплеровского диска моделируется с помощью уравнения Прингла, описывающего изменение поверхностной плотности со временем под действием турбулентной вязкости. Одновременно с этим рассчитываются распределения плотности и температуры в полярном направлении в приближении гидростатически-равновесного диска. При расчете вертикальной структуры диска учитывается его нагрев излучением звезды, межзвездным излучением, а также вязкий нагрев. Основным фактором, управляющим эволюцией диска в рамках данной модели, является зависимость коэффициента вязкости диска от его радиуса. При расчете данного коэффициента учитывается фоновая вязкость, обеспечивающая непрерывную аккрецию газа, и конвективная вязкость, значение которой зависит от параметров конвекции на данном радиусе. Представлены результаты расчета глобальной эволюции и морфологии диска в рамках данного подхода. Показано, что в принятой модели устанавливается всплывающий характер аккреции: внутренняя область диска ($R < 3$ а.е.) заполняется веществом, после чего происходит относительно быстрый его сброс из внутренней области на звезду и процесс повторяется. Полученные результаты могут быть полезными для объяснения активности молодых объектов типа FU Ориона и EX Волка. Общий вывод работы состоит в том, что конвекция может быть одним из механизмов, ответственных за нестационарную картину аккреции в протозвездных дисках.

DOI: 10.31857/S0004629920010065

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение протопланетных дисков вокруг молодых звезд представляет огромный интерес. Действительно, молодая звезда большую часть массы накапливает в результате аккреции газа из околозвездного диска, т.е. формирование звезды неразрывно связано с эволюцией диска. В свою очередь естественным результатом поздних стадий эволюции околозвездного диска является планетная система. Исследованию физики и эволюции протозвездных дисков посвящено огромное число работ, см., напр., монографию [1]. Несмотря на большие наблюдательные и теоретические достижения в изучении протопланетных дисков, многие вопросы физики аккреционных дисков окончательно не решены. В частности, актуальным является вопрос о механизме переноса массы и момента импульса, обеспечивающим аккрецию газа. Основным подходом для описания дисковой аккреции, наряду с гравитационной неустойчивостью, является формализм тур-

булентной вязкости, однако механизм турбулизации течения до сих пор является дискуссионным. Одним из механизмов возникновения турбулентности может быть конвекция аккрецируемого газа в полярных направлениях.

Идея о том, что конвекция в протопланетных дисках может быть ответственна не только за перенос тепла, но и обеспечивать вязкость и таким образом влиять на эволюцию диска, была сформулирована в 80-х годах прошлого века в работах [2] и [3]. Эта идея вызвала большой энтузиазм, однако по прошествии нескольких десятков лет роль конвекции в переносе момента импульса до сих пор является дискуссионной (см. подробный исторический обзор в [4]). Первые численные модели, учитывающие конвекцию в диске [5, 6], свидетельствовали о том, что соответствующий ей коэффициент вязкости весьма мал, а сам газовый диск имеет тенденцию разбиваться на кольца. В рамках более поздних численных моделей [7, 8] конвекция обеспечивала более высокие ко-

эффиценты вязкости (в терминах параметра Шакуры и Сюняева $\alpha = 10^{-3} - 10^{-2}$), однако для этого требовался дополнительный механизм нагрева газа в экваториальной плоскости аккреционного диска. Идея о дополнительной вязкости в околозвездных дисках, связанной с конвекцией, обсуждалась также в работах [9–11]. С получением высококачественных изображений протопланетных дисков и наблюдением кольцеобразных структур в них интерес к гидродинамическим моделям и конвекции в них снова возрос. В частности, в работе [12] представлены результаты трехмерного моделирования конвекции в диске, где проиллюстрировано возникновение конвективных ячеек, вихрей и других когерентных структур при инициировании конвекции. При этом авторы данной работы отмечают, что им не удается получить самоподдерживающийся режим конвекции в диске. В то же время в работах [13–15] представлен теоретический анализ конвективной неустойчивости аккреционного диска, где авторы находят условия неустойчивости и отмечают необходимость более детальных моделей. В данной работе изучаются условия возникновения конвекции и крупномасштабная эволюция конвективного протозвездного кеплеровского диска на базе модели, особенностью которой является детальный расчет вертикальной структуры диска и учет постоянной аккреции газа на диск из околозвездной оболочки. Основное внимание уделяется анализу полученного рекуррентного характера аккреционной активности протозвездного диска.

2. МОДЕЛЬ ДИСКА

Расчет эволюции околозвездного диска производится с помощью численной модели, в рамках которой последовательно рассчитывается эволюция радиальной и вертикальной структуры диска. При этом каждый временной шаг разделен на два этапа: 1) расчет эволюции поверхностной плотности газа; 2) восстановление распределений плотности и температуры в вертикальном направлении. На первом этапе вычисляется также темп нагрева среды, связанный с аккрецией вещества и необходимый для расчета тепловой структуры. В свою очередь при восстановлении вертикальной структуры диска происходит отождествление конвективно-неустойчивых областей и формирование распределения коэффициента вязкости, необходимого для расчета эволюции поверхностной плотности. Далее более подробно описаны детали обоих этапов расчета.

2.1. Расчет эволюции поверхностной плотности

Для описания эволюции поверхностной плотности диска мы используем формализм вязкого аккреционного диска. В рамках данного подхода

считается, что механизмом переноса массы и момента импульса является некий физический процесс (турбулентность, магнитное поле или конвекция), математически описываемый аналогично молекулярной вязкости, т.е. в основе модели лежат уравнения Навье–Стокса. В приближении аксиально-симметричного, геометрически-тонкого, кеплеровского диска и в пренебрежении градиентами давления газа в радиальном направлении, эволюция поверхностной плотности описывается уравнением Прингла [16]:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\sqrt{R} \frac{\partial}{\partial R} (v \sqrt{R} \Sigma) \right] + W(R, t), \quad (1)$$

где Σ – поверхностная плотность, R – расстояние до звезды, t – время, v – коэффициент кинематической вязкости, $W(R, t)$ – темп притока вещества из оболочки. Уравнение Прингла широко используется для описания долговременной эволюции околозвездных дисков (см., напр., обзор [17]). Специфика его использования зависит от способа определения функции $v(R)$. В нашем случае $v(R)$ задается феноменологически и дополнительно определяется условиями возникновения конвективной неустойчивости.

В результате эволюции вязкого диска выделяется тепловая энергия. В конечном итоге выделяемая тепловая энергия черпается из гравитационной энергии вещества, т.е. вязкость можно рассматривать как механизм преобразования гравитационной энергии аккрецирующего газа в тепло. Темп энерговыделения на единицу площади равен [16]:

$$\Gamma_{\text{vis}} = \frac{9}{4} \frac{GM_{\odot}}{R^3} v \Sigma, \quad (2)$$

где M_{\odot} – масса центральной звезды. Этот нагрев учитывается при расчете вертикальной структуры диска. В конечном счете в рамках нашей модели именно он ответственен за возникновение конвекции.

2.1.1. Коэффициент вязкости в конвективно-устойчивых областях. В конвективно-устойчивых областях диска мы полагаем наличие некоторого фонового механизма переноса момента импульса и задаем вязкость в виде:

$$v_{\text{bg}} = v_0 \left(\frac{R}{R_{\text{AU}}} \right)^{\beta}, \quad (3)$$

где $\beta = 1$ и $v_0 = 10^{15} \text{ см}^2 \text{ с}$. При таком выборе β распределение поверхностной плотности для стационарного решения уравнения Прингла при $R \gg R_{\odot}$,

$$\dot{M} = 3\pi \Sigma \cdot v_{\text{bg}}, \quad (4)$$

будет обратно пропорционально расстоянию до звезды, т.е. $\Sigma \propto R^{-1}$, что хорошо согласуется с рас-

пределениями плотности в наблюдаемых протопланетных дисках [18]. При принятом значении v_0 и темпе аккреции $\dot{M} = 10^{-7} M_\odot/\text{год}$ масса диска между 0.1 и 100 а.е. составит $M_{\text{disk}} = 10^{-1} M_\odot$. Эти значения также укладываются в диапазон темпов аккреции и масс наблюдаемых протопланетных дисков [19].

Покажем, что значения $\beta = 1$ и $v_0 = 10^{15} \text{ см}^2 \text{ с}$ согласуются с широко используемой α -параметризацией турбулентной вязкости. В рамках параметризации Шакуры и Сюняева [20] $\nu = \alpha c_s H$, где c_s – скорость звука, H – высота диска. Пусть тепловая структура диска целиком определяется нагревом центральной звезды, тогда

$$\varepsilon \frac{L_\odot}{4\pi R^2} = \sigma T^4, \quad (5)$$

где L_\odot – светимость звезды, ε – косинус угла между нормалью к поверхности диска и направлением на звезду, σ – постоянная Стефана–Больцмана, T – эффективная температура. Условие гидростатического равновесия диска в вертикальном направлении можно приближенно записать в виде:

$$\frac{H}{R} \approx \frac{c_s}{V_k}, \quad (6)$$

где V_k – кеплеровская скорость на радиусе R . Комбинируя эти два уравнения и используя связь $c_s^2 = k_B T / \mu_g m_H$, где k_B – постоянная Больцмана, μ_g – средняя молекулярная масса вещества, m_H – масса атома водорода, получим:

$$v_{\text{bg}} = \alpha v_\alpha \left(\frac{R}{R_{\text{AU}}} \right), \quad (7)$$

где $v_\alpha = \frac{k_B R_{\text{AU}}}{\mu_g m_H (GM_\odot)^{1/2}} \left(\frac{\varepsilon L_\odot}{4\pi\sigma} \right)^{1/4}$.

Принимая $\varepsilon = 0.1$ и подставляя значения констант, получаем $v_\alpha = 10^{16} \text{ см}^2 \text{ с}$. Таким образом, используемая нами параметризация (3) для конвективно-устойчивых областей соответствует модели вязкого диска с α -параметром $\alpha = 0.1$. Такое высокое значение α соответствует наиболее ранним (до 1 млн. лет) этапам эволюции протопланетных дисков, когда основной вклад в вязкость вносят, вероятно, эффекты самогравитации диска [21].

2.1.2. Коэффициент вязкости в конвективно-неустойчивых областях. Опишем алгоритм задания вязкости в конвективно-неустойчивых областях. После расчета вертикальной структуры диска с помощью метода, описанного в разделе 2.2, идентифицируются области диска, в которых выпол-

няется условие конвективной неустойчивости. Конвективно-неустойчивыми считаются области, в которых выполнено условие [22]

$$\frac{dT}{dz} < -\frac{g(z)}{c_p}, \quad (8)$$

где $g(z) = \frac{GM_\odot}{R^3} z + 4\pi G\sigma(z)$ – вертикальная компонента гравитационного ускорения на радиальном расстоянии R и высоте z , $\sigma(z) = \int_0^z \rho(z') dz'$ – поверхностная плотность, отсчитываемая от экватора, $c_p = \frac{7}{2} \frac{k_B}{\mu_g m_H}$ – теплоемкость газа при постоянном давлении, соответствующая двухатомному газу, $\mu_g = 2.4$ – средняя молекулярная масса. Отметим, что критерий (8) соответствует ограничениям, лежащим в основе модели восстановления вертикальной структуры. В частности, он не учитывает процессы ионизации и диссоциации газа. Далее, для каждого вертикального столбца, определяемого радиальной координатой R , рассчитывается массовая доля вещества γ в конвективно-неустойчивых областях в данном столбце к общей поверхностной плотности газа в нем. Коэффициент вязкости, определяемый конвекцией, задается в виде

$$v_c = \gamma H V_c, \quad (9)$$

где H – локальная шкала высоты диска, для определения которой используется уравнение (6), V_c – характерная скорость конвекции. Скорость V_c определяется в приближении, что вся выделившаяся в результате аккреции газа энергия переходит в кинетическую энергию его конвективного движения, т.е. темп вязкой диссипации равен потоку кинетической энергии газа:

$$\Gamma_{\text{vis}} = \frac{\rho_0 V_c^2}{2} V_c, \quad (10)$$

где ρ_0 – экваториальная плотность. Полученное таким образом распределение v_c дополнительно сглаживается по радиусу с помощью гауссовой функции шириной H :

$$\tilde{v}_c(R) = \frac{\int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} v_c(r) e^{-\frac{(R-r)^2}{2H^2}} dr}{\int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} e^{-\frac{(R-r)^2}{2H^2}} dr}, \quad (11)$$

где R_{in} и R_{out} – внутренняя и внешняя границы диска. Сглаживание по радиусу проводится в связи с тем, что конвективная область должна иметь размер в радиальном направлении не меньше, чем высота диска. Локальная высота диска явля-

ется естественным выбором для радиуса сглаживания, так как именно H принята за характерную длину конвекции при определении вязкости в выражении (9).

Итоговый коэффициент вязкости задается как сумма фоновой и конвективной вязкости:

$$\nu = \nu_{\text{bg}} + \tilde{\nu}_c. \quad (12)$$

Несмотря на то что такой подход, по-видимому, переоценивает значение конвективной вязкости, мы считаем его приемлемым начальным приближением. В дальнейшем планируется использовать элементы теории длины пути перемешивания для более корректного вычисления ν в конвективно-неустойчивых областях.

2.1.3. Граничные, начальные условия и модель аккреции из оболочки. В модели мы используем фиксированные значения поверхностной плотности на внутренней ($R = 0.1$ а.е.) и внешней ($R = 100$ а.е.) границах диска, $\Sigma = 10^{-2}$ г/см² и $\Sigma = 10^{-5}$ г/см² соответственно. Эти граничные значения поверхностной плотности на 3–4 порядка величины меньше, чем значения плотности в окрестности границ после прихода диска к квазиравновесному состоянию. Можно считать, что данные граничные условия реализуют свободное вытекание вещества, т.е. предполагается, что есть некие эффективные механизмы отбора массы на границах диска. Такие условия безусловно сильно влияют на поведение решения вблизи границы (что следует из больших градиентов поверхностной плотности вблизи границ), а также определяют характер накопления газа в диске. Введение более сложных граничных условий требует отдельного исследования, которое планируется нами в будущем.

Эволюция аккреционного диска в существенной мере определяется аккрецией вещества из околосредной оболочки. Простые оценки показывают, что большую часть вещества звезда получает из диска, в то время как сам диск получает его из оболочки – остатка молекулярного облака. Область аккреции вещества из оболочки на диск зависит от начального углового момента облака. Для оценки “центробежного” радиуса R_{acc} , на который аккрецирует вещество из оболочки, воспользуемся формулой из работы [23],

$$R_{\text{acc}} = \frac{\Omega^2 R_{\text{core}}^4}{GM_{\text{core}}}, \quad (13)$$

где Ω – угловая скорость облака, R_{core} – начальное положение аккрецирующего элемента в облаке, M_{core} – масса внутренней части облака (масса звезды). Данная формула получена из условия сохранения момента импульса аккрецирующего вещества. Распределение плотности в наблюдаемых

протозвездных облаках принято описывать выражением

$$n = \frac{n_0}{1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2}, \quad (14)$$

где n_0 – центральная концентрация водорода, r_0 – радиус внутренней области с почти постоянной плотностью. Примером хорошо изученного протозвездного облака является дозвездное ядро L1544, для которого $r_0 = 3 \times 10^3$ а.е., $n_0 = 1.6 \times 10^6$ см⁻³ [24]. Если аккрецируемый элемент взять на границе плато ($R_{\text{core}} = r_0$), содержащего для данного ядра значительную часть массы облака ($M_{\text{core}} = 1.2M_{\odot}$), и использовать соответствующее L1544 значение угловой скорости 8.23×10^{14} с⁻¹ [25], то центробежный радиус R_{acc} получится равным 11.3 а.е. Очевидно, что более удаленные элементы облака должны аккрецировать на большие центробежные радиусы. В нашей модели аккреционный поток из оболочки на диск $\dot{W}(R, t)$ задается приближенно, а именно, мы предполагаем постоянный приток вещества в кольцо между 10 и 20 а.е. с темпом $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. Такой постоянный во времени темп выбран в связи с тем, что мы рассматриваем только начальные фазы эволюции диска.

В начальный момент времени мы задаем диск с распределением поверхностной плотности $\Sigma(R) \propto R^{-1}$ и массой $10^{-7} M_{\odot}$ вокруг звезды солнечной массы. Такой начальный диск носит лишь номинальный, формальный характер, поскольку масса диска после прихода к квазиравновесному состоянию существенно превысит это значение. Фактически протопланетный диск в нашей постановке полностью формируется за счет аккреции газа из оболочки.

2.1.4. Метод решения уравнения Прингла. Для решения уравнения Прингла мы используем конечно-разностный метод. Расчетная область делится на ячейки, уравнение (1) аппроксимируется в полностью неявном виде:

$$\begin{aligned} \frac{\Sigma_i^{(n+1)} - \Sigma_i^n}{\Delta t} &= \\ &= \frac{3r_{i+1}^{1/2}}{R_i \Delta r_i \Delta R_{i+1}} \left(v_{i+1} R_{i+1}^{1/2} \Sigma_{i+1}^{(n+1)} - v_i R_i^{1/2} \Sigma_i^{(n+1)} \right) - \\ &- \frac{3r_i^{1/2}}{R_i \Delta r_i \Delta R_i} \left(v_i R_i^{1/2} \Sigma_i^{(n+1)} - v_{i-1} R_{i-1}^{1/2} \Sigma_{i-1}^{(n+1)} \right), \end{aligned} \quad (15)$$

где $\Sigma_i^{(n)}$ – значение поверхностной плотности в i -й ячейке для n -го временного шага, Δt – шаг по времени, r_i – левая граница i -й ячейки, R_i – центр i -й ячейки, Δr_i – линейный масштаб i -й ячейки,

ΔR_i – расстояние между центрами i -й и $(i - 1)$ -й ячеек:

$$R_i = \frac{1}{2}(r_i + r_{i+1}), \quad \Delta r_i = (r_{i+1} - r_i),$$

$$\Delta R_i = (R_i - R_{i-1}).$$

Уравнения (15) представляют собой систему линейных алгебраических уравнений (относительно неизвестных $\Sigma_i^{(n+1)}$) следующего вида:

$$A_i \Sigma_{i-1}^{(n+1)} + B_i \Sigma_i^{(n+1)} + C_i \Sigma_{i+1}^{(n+1)} = D_i. \quad (16)$$

Совместно с уравнениями, реализующими граничные условия, эти уравнения формируют систему линейных алгебраических уравнений с трехдиагональной матрицей. Решение данной системы находится с помощью метода прогонки. Применение неявной схемы при аппроксимации исходного уравнения позволяет рационально выбирать шаг по времени, исходя из принятой точности, поскольку такой метод является абсолютно устойчивым. В наших расчетах шаг по времени выбирался исходя из скорости изменения поверхностной плотности. В частности, при идентификации конвективно-неустойчивых областей шаг по времени уменьшался.

2.2. Расчет вертикальной структуры

Для расчета вертикальной структуры диска мы используем тепловую модель из работы [26]. В принятой модели решается одномерная задача о переносе излучения в вертикальном (полярном) направлении, при этом учитывается нагрев внутренними источниками, внешним излучением и перенос теплого излучения в самом диске. В модели предполагается, что единственным источником непрозрачности является пыль, причем температуры газа и пыли равны. Отношение массы пыли к массе газе предполагается постоянным по всему диску и равным 10^{-2} . Для решения этой задачи излучение разделяется на ультрафиолетовое (звездное и межзвездное) и инфракрасное (тепловое) излучение самого диска. Интенсивность ультрафиолетового излучения находится путем прямого интегрирования уравнения переноса излучения. Так, нагрев диска ультрафиолетовым излучением звезды находится по формуле:

$$S_{\text{star}} = \frac{\kappa_p^{\text{uv}} L}{4\pi R^2} \exp(-\tau_{\text{uv}} / \cos \theta), \quad (17)$$

где κ_p^{uv} – усредненный по Планку коэффициент поглощения для температуры звезды, L – светимость звезды, τ_{uv} – оптическая толщина в УФ-излучении в вертикальном направлении от заданного положения до верхней границы диска, $\cos \theta$ –

косинус угла между нормалью к диску и направлением на звезду. Светимость звезды принята равной сумме фотосферной и аккреционной светимости. Фотосферная светимость предполагается равной солнечной, аккреционная светимость вычисляется из темпа аккреции вещества из диска на звезду. При вычислении κ_p^{uv} и τ_{uv} использовалась температура излучения звезды $T_{\text{star}}^{\text{uv}} = 6000$ К. В наших расчетах $\cos \theta$ задавался постоянным по диску и равным 0.05. Это приближение существенно упрощает расчет внешнего нагрева, однако оно не описывает эффекты самозатенения, которые могут возникать при немономонном распределении плотности. Нагрев межзвездным УФ-излучением рассчитывался по формуле:

$$S_{\text{bg}} = D \kappa_p^{\text{uv}} \sigma T_{\text{bg}}^4 \exp(-2\tau_{\text{uv}}), \quad (18)$$

где $T_{\text{bg}} = 10^4$ К, $D = 10^{-14}$ – температура и дилуция межзвездного излучения, σ – постоянная Стефана–Больцмана. Отметим, однако, что нагрев межзвездным излучением для рассматриваемых областей вносит незначительный вклад по сравнению с нагревом от центральной звезды и потому им можно пренебречь.

Для моделирования переноса теплового излучения решается система моментных уравнений в эддингтоновском приближении и с использованием усредненных по частоте коэффициентов поглощения:

$$c_v \frac{\partial T}{\partial t} = c \kappa_p (E - aT^4) + S, \quad (19)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{c}{3\rho \kappa_R} \frac{\partial E}{\partial z} \right) = -\rho c \kappa_p (E - aT^4), \quad (20)$$

где T – температура среды, E – плотность лучистой энергии, z – вертикальная координата, ρ – объемная плотность, c_v – теплоемкость среды, c – скорость света, a – постоянная Стефана, σ – поверхностная плотность, измеряемая от экватора, κ_p – коэффициент поглощения, усредненный по Планку, κ_R – коэффициент поглощения, усредненный по Росселанду. S – функция нагрева (на единицу массы) звездным, межзвездным излучением, а также вязким трением:

$$S = S_{\text{star}} + S_{\text{bg}} + \frac{\Gamma_{\text{vis}}}{\Sigma}. \quad (21)$$

Несмотря на то что исходная тепловая модель является нестационарной, решение системы (19)–(20) находится в стационарном приближении. Другими словами, предполагается, что время достижения теплового равновесия в вертикальном направлении существенно меньше характерного времени вязкой эволюции на данном радиусе. Наши тестовые расчеты и оценки, аналогичные тем, что приведены в работе [27], пока-

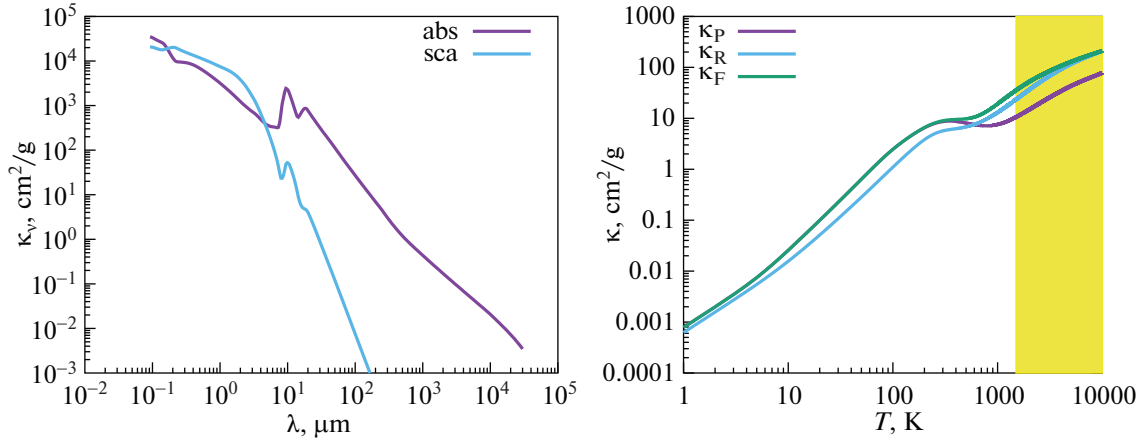


Рис. 1. Зависимости коэффициентов поглощения и рассеяния от длины волны для смеси силикатных и графитовых пылинок (слева) и соответствующие коэффициенты поглощения (справа), усредненные по Планку κ_P , по Росселанду κ_R и по потоку κ_F .

зывают, что это приближение хорошо работает для принятой модели. Однако, для других параметров модели условие стационарности может нарушаться в конвективно-неустойчивых областях, где характерные времена прихода к тепловому равновесию и времена вязкой эволюции могут быть сопоставимы. Поэтому в общем случае следует использовать нестационарную модель. Однако использование нестационарной тепловой модели потребует также расчета конвективного переноса тепла в радиальном направлении, что находится за рамками используемого $1 + 1D$ подхода.

Важной особенностью тепловой модели является использование усредненных по Планку и Росселанду непрозрачностей, зависящих от температуры. Эти коэффициенты рассчитывались по частотно-зависимым коэффициентам поглощения и рассеяния для смеси графитовых и силикатных пылинок. 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. Зависящие от длины волны и соответствующие им усредненные по Планку, Росселанду и по внешнему потоку коэффициенты поглощения приведены на рис. 1. Важной особенностью усредненных коэффициентов поглощения является их рост с температурой при $T > 500$ К. Как показывают наши расчеты, эта особенность является одним из условий возникновения конвективно-неустойчивых областей.

Отметим, что в модели не учитывается испарение пыли при температурах $T \geq 1500$ К, при ко-

торых должно происходить резкое уменьшение непрозрачности. При таких высоких температурах основной вклад в непрозрачность среды начинает вносить газ. Кроме того, при температурах $T \geq 2000$ К существенными становятся процессы диссоциации и ионизации водорода, однако это также не учитывается в модели. На рис. 1 интервал температур, где используемые нами непрозрачности, строго говоря, некорректны, отмечен желтым цветом. В наших моделях температура среды, как правило, ниже этого критического диапазона, но в максимуме может приближаться к нему, что приводит к необходимости модификации модели. Однако соответствующая модификация существенно усложнит тепловую модель, но мы планируем провести такую модификацию в будущем.

Решение системы уравнений (19)–(20) определяется с использованием полностью неявной схемы, что делает метод абсолютно устойчивым и снимает ограничения на временной шаг. Данный метод позволяет корректно рассчитывать тепловую эволюцию во всех участках диска, включая оптически-толстые области, в которых характерные времена процессов нагрева и охлаждения сопоставимы с динамическими временами. Метод моделирования тепловой структуры в данной модели тесно связан с методом восстановления вертикальной структуры диска в предположении локального гидростатического равновесия, которое находится из следующего уравнения:

$$\frac{k_B}{\mu_g m_H} \frac{d(\rho T)}{\rho dz} = -\frac{GM_*}{r^3} z - 4\pi G\sigma, \quad (22)$$

где M_* – масса звезды. Первое слагаемое в правой части уравнения (22) учитывает вертикальную

компоненту гравитационного поля звезды, второе слагаемое учитывает самогравитацию диска. Отметим, что при использованных параметрах модели самогравитацией диска можно пренебречь. Расчет вертикальной структуры диска позволяет получить полную информацию о распределении плотности и температуры в диске. Для решения уравнения гидростатического равновесия также используется устойчивый неявный метод.

Принципиальным условием эффективности работы этих методов является оптимальный выбор пространственной сетки в z -направлении. Пространственная сетка должна отслеживать все заранее неизвестные особенности решения (градиенты плотности и температуры) с учетом существенного ограничения на количество ячеек (не более 100) и больших интервалов плотности газа (до 10 порядков). Мы разработали алгоритм построения и адаптивной модификации такой сетки, основанный на приближенном быстром решении уравнения гидростатического равновесия. Данный метод восстановления вертикальной структуры диска с расчетом переноса излучения был тщательно протестирован и сопоставлен с другими методами. В стационарном режиме распределения температуры хорошо согласуются с результатами моделирования структуры диска, полученными другими авторами. В нестационарном режиме характерные времена достижения теплового равновесия соответствуют аналитическим оценкам. Более подробное описание данного метода можно найти в статье [26].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рассмотрим результаты моделирования на момент времени 35 тыс. лет с начала эволюции принятой модели диска. С этого момента времени устанавливается периодический, вспышечный характер аккреции: внутренняя область диска ($R < 3$ а.е.) постепенно заполняется веществом, после чего происходит обусловленный конвекцией относительно быстрый сброс вещества из внутренней области на звезду и процесс повторяется. Этот момент времени далее условно будем считать нулевым. На рис. 2 показана эволюция распределений поверхностной плотности газа, темпа вязкого нагрева, оптической толщины в ИК-излучении и температуры в ходе рядового цикла вспышечного режима аккреции.

На начальный момент времени поверхностная плотность во внутренней области диска $R < 3$ а.е. растет в радиальном направлении от звезды, что является последствием сброса вещества после предыдущего цикла. Экваториальная температура диска монотонно падает от внутреннего края диска до расстояния $R \approx 60$ а.е., а затем испытывает скачок. Этот скачок на внешней границе

связан с тем, что поверхностная плотность оказывается настолько малой, что диск становится прозрачным к УФ-излучению звезды в вертикальном направлении, т.е. экваториальные области в рамках используемого одномерного приближения нагреваются непосредственно звездным излучением.

Внутренняя область $R < 3$ а.е. заполняется со временем аккрецируемым веществом. На момент $t = 3694$ года распределение плотности во внутренней области становится более монотонным. Температура во внутренней области повышается, что связано с увеличением поверхностной плотности и аккреционного потока в ней. Оптическая толщина в ИК-излучении достигает величины $\tau_{\text{IR}} \approx 400$ на радиусе $R = 0.2$ а.е.

По достижении этого момента внутренняя область становится конвективно-неустойчивой. При этом область конвективной неустойчивости распространяется наружу, а на ее фронте формируется максимум плотности. На момент времени $t = 3889$ лет этот фронт достигает радиуса 0.5 а.е.. Энерговыведение Q внутри 0.5 а.е. на момент $t = 3889$ лет примерно на два порядка величины выше, чем до возникновения конвективно-неустойчивой зоны (рис. 2). Температура внутри конвективной зоны на этот момент существенно возрастает, достигая значений 1000 К на радиусе 0.2 а.е. За границей конвективной области температура также растет по сравнению с температурой, характерной для предыдущих моментов времени. Это является следствием того, что к фотосферной светимости звезды добавляется значительный нагрев, связанный с усиленной аккрецией вещества диска звездой.

На момент времени $t = 4042$ года конвективный фронт, расширяясь, достигает радиуса $R = 3$ а.е. Поверхностная плотность внутри этого радиуса значительно падает по сравнению с моментом перед вспышкой, а само распределение плотности становится близким к исходному для нулевого момента времени, с тем отличием, что на нем видны слабые осцилляции, которые в дальнейшем разглаживаются. Как видно из рис. 2, для $t = 4042$ года другие распределения также близки к распределениям для начального момента времени. С этого момента внутренняя область становится конвективно устойчивой и диск вступает в новую фазу накопления вещества.

На рис. 3 показаны распределения плотности и температуры в полярном сечении диска для трех моментов времени, иллюстрирующих развитие вспышки аккреции. В верхнем ряду рис. 3 показаны распределения для нулевого момента времени (начала цикла). Плотность газа во всем диске монотонно падает от экватора к верхней границе диска. Вблизи внутренней границы дис-

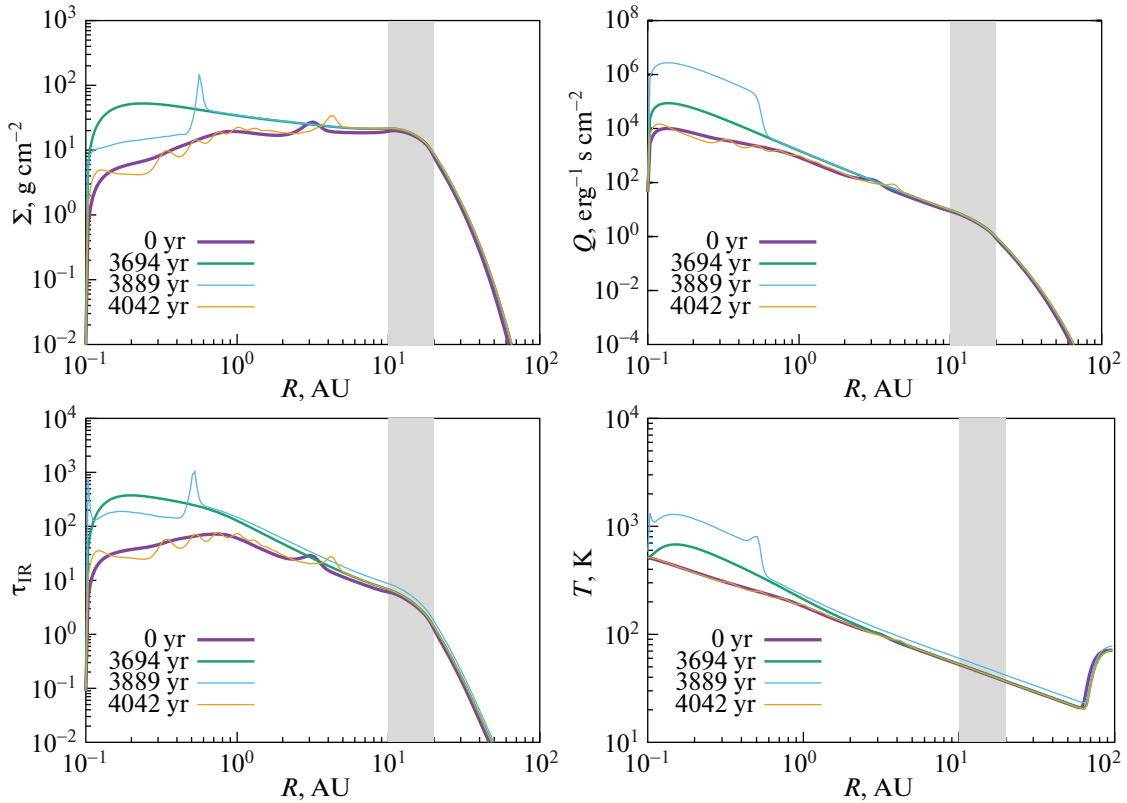


Рис. 2. Радиальные распределения поверхностной плотности (верхняя левая панель), темпа вязкого нагрева (верхняя правая панель), оптической толщины к ИК-излучению (нижняя левая панель) и экваториальной температуры (нижняя правая панель) для нескольких моментов времени, иллюстрирующих развитие вспышки аккреции. Время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки. Вертикальной полосой показана область аккреции газа из оболочки.

ка контраст плотности в полярном направлении диска достигает ~ 11 порядков величин, падая от 10^{14} на экваторе до 10^3 cm^{-3} на верхней границе. В то же время характер распределения температуры определяется расстоянием от звезды. При $R \gtrsim 1$ а.е. температура монотонно растет от экватора к атмосфере диска, тогда как при $R \lesssim 1$ а.е. температура сначала падает, а затем растет с увеличением z . Это связано с тем, что во внутренней области диска вязкая диссипация начинает вносить существенный вклад в нагрев диска, в то время как при $R \gtrsim 1$ а.е. преимущественным источником нагрева является УФ-излучение центральной звезды.

В центре рис. 3 показаны распределения плотности и температуры для времени $t = 3694$ года, соответствующего моменту непосредственно перед усилением аккреции, вызванным конвекцией. Сравнивая эти распределения с верхними панелями для нулевого момента, можно отметить, что во внутренней области диска, $R < 3$ а.е., существенно возросла концентрация (до 10^{15} cm^{-3}) и

температура (до 10^3 К) газа на экваторе, что связано с накоплением вещества в этой области в результате аккреции из внешних областей диска. Распределения плотности и температуры стали более монотонными в окрестности $\lg R (\text{a.e.}) = 0.5$ по сравнению с этими распределениями для нулевого момента.

Распределения на нижней панели рис. 3 относятся к моменту времени $t = 3889$ лет и соответствуют фазе развитой конвекции и сброса вещества из внутренней области. На распределении плотности в окрестности $\lg R = -0.3$ видна область повышенной плотности, соответствующая фронту распространения конвекции. Толщина диска внутри этой области несколько выше, чем на стадии накопления вещества, что связано с повышенной температурой в зоне конвекции. На всех распределениях штриховкой показаны области, удовлетворяющие критерию конвективной неустойчивости. Видно, что область конвективной неустойчивости располагается вблизи экватора и простирается до высоты $z/R \approx 0.03$.

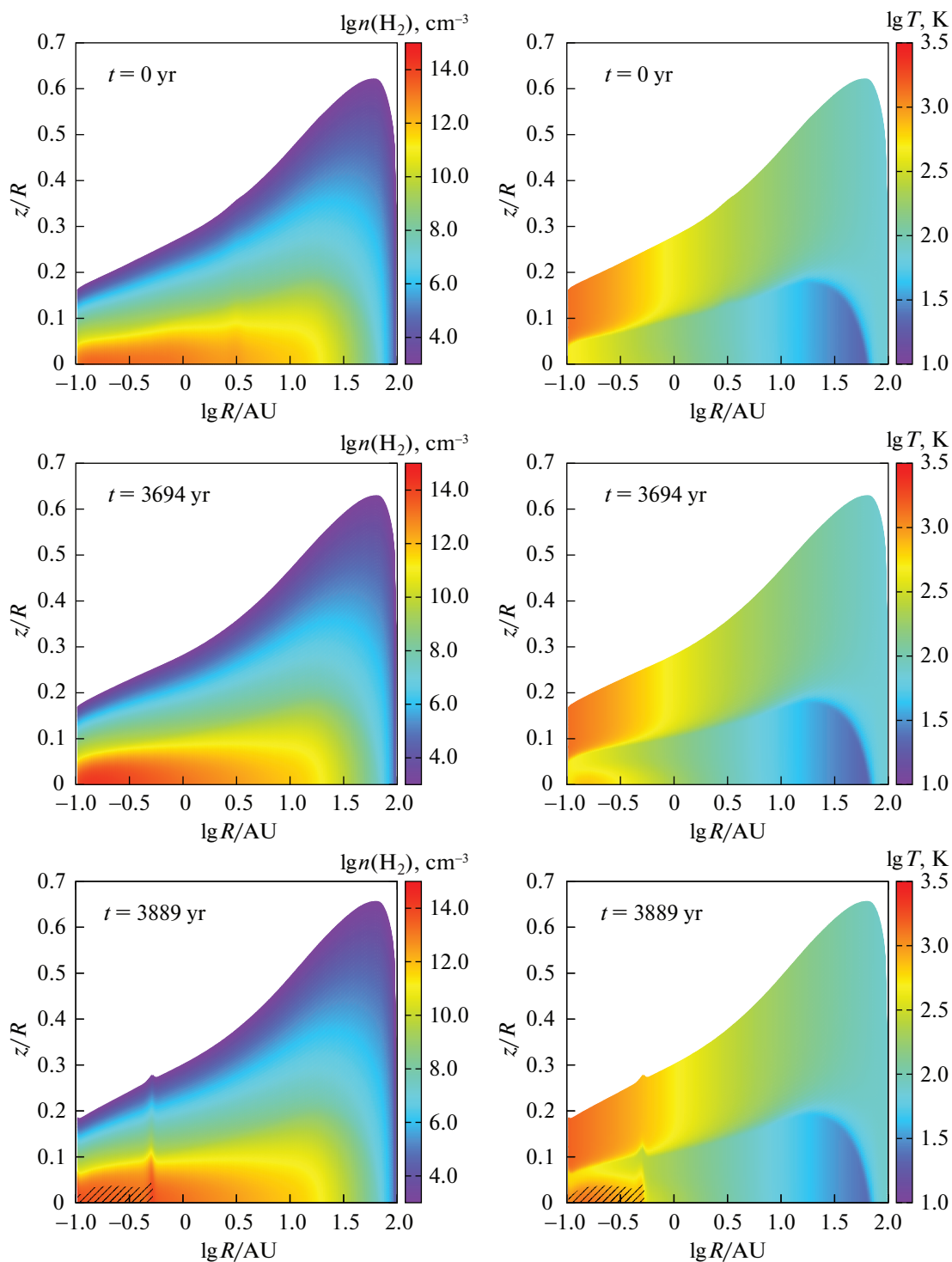


Рис. 3. Распределения концентрации газа (слева) и температуры газа (справа) в RZ-сечении диска для трех моментов времени, иллюстрирующих развитие вспышки аккреции. Время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки и указано в верхнем левом углу каждой панели. По оси ординат отложено отношение высоты над экватором к радиальному расстоянию до звезды. Конвективно-неустойчивые области выделены штриховкой.

На рис. 4 приведены распределения величины отношения градиента температуры dT/dz к модулю адиабатического градиента $g(z)/C_p$

вдоль z -направления для двух радиальных положений в диске на фазе аккреционной вспышки ($t = 3889$ лет).

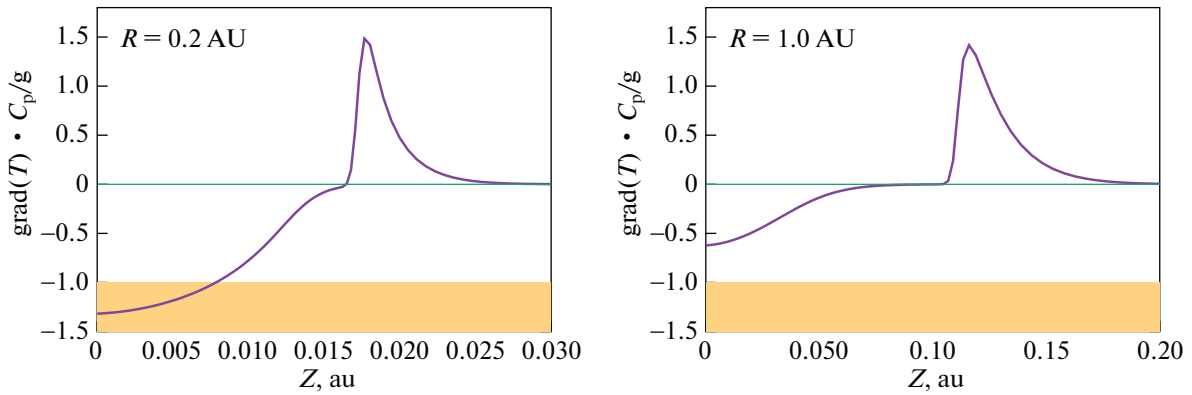


Рис. 4. Отношение градиента температуры к адиабатическому градиенту как функция z -координаты для $R = 0.2$ а.е. (слева) и $R = 1$ а.е. (справа) для момента 3889 лет, соответствующего фазе аккреционной вспышки. Горизонтальной оранжевой полосой отмечена область неустойчивости.

В распределении для $R \approx 0.2$ а.е. (левая панель рис. 4) видна область, где это отношение опускается ниже значения -1 , при котором выполняется условие конвективной неустойчивости. Для $R = 1$ а.е. (правая панель рис. 4) также имеет место отрицательный градиент температуры вблизи экватора, но он по модулю величины не превосходит адиабатический. Поэтому эта область на данный момент остается конвективно-устойчивой.

На рис. 5 приведены зависимости аккреционного потока от радиуса для момента непосредственно после предыдущей вспышки ($t = 0$ лет), для момента перед аккреционной вспышкой (3694 года) и для самой фазы сброса вещества (3889 лет).

В фазе накопления вещества ($0 < t < 3694$ года) диск можно условно разделить на две части — аккреционную и декреционную, пользуясь терминологией из работы [28]. В аккреционной части, $R < 15$ а.е., вещество движется по направлению к звезде, в то время как в декреционной части, $R > 15$ а.е., газ движется наружу. Положение границы между этими областями в нашей модели определяется постоянным притоком вещества из оболочки в кольцо 10–20 а.е. Значения потоков по абсолютной величине по обе стороны от этой границы близки к $0.5 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$, т.е. к половинной величине темпа аккреции из оболочки. Таким образом, около половины массы аккрецирующей оболочки поступает во внутреннюю часть диска, другая половина — во внешнюю. Отметим, однако, что аккрецируемое из оболочки вещество в рамках приведенной модели подается в диск с кеплеровской скоростью, при других предположениях картина будет другой. В общем случае эта граница может сдвигаться по мере эволюции диска. На момент времени 3694 года поток вещества в аккреционной части уменьшается по

направлению к звезде, принимая минимальное значение на внутренней границе диска, что свидетельствует о процессе накопления вещества в этой области.

В фазе аккреционной вспышки (нижняя панель рис. 5) на распределении потоков видна характерная особенность — пик положительного потока с амплитудой $5 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ в окрестности 0.5 а.е., являющийся фронтом распространения области, охваченной конвекцией. Как уже было отмечено ранее, этот фронт распространяется наружу. Внутри области 0.5 а.е. аккреционный поток более чем на порядок превышает значения, характерные для фазы накопления. В то же время распределение потока перед конвективным фронтом, т.е. при $R > 0.5$ а.е. осталось прежним.

На рис. 6 приведены темп аккреции на звезду (верхняя панель), аккреционная светимость (средняя панель) для временного интервала 12000 лет после установления вспышечного режима аккреции, а также темп аккреции на звезду во время фазы вспышки (нижняя панель). Аккреционная светимость всего диска (красная линия на рис. 6) вычислялась интегрированием выражения (2) от внутренней до внешней границы диска. Аккреционная светимость, связанная с аккрецией газа с внутренней границы диска на звезду, вычислялась по формуле

$$L_* = \frac{1}{2} \frac{GM_{\odot} \dot{M}}{R_{\odot}}, \quad (23)$$

где M_{\odot} и R_{\odot} — масса и радиус звезды (приняты солнечными). Из приведенных зависимостей видно, что интервал между вспышками составляет около 4000 лет, а сама конвективная фаза длится порядка 200 лет. Темп аккреции на звезду во время конвективной фазы примерно на два по-

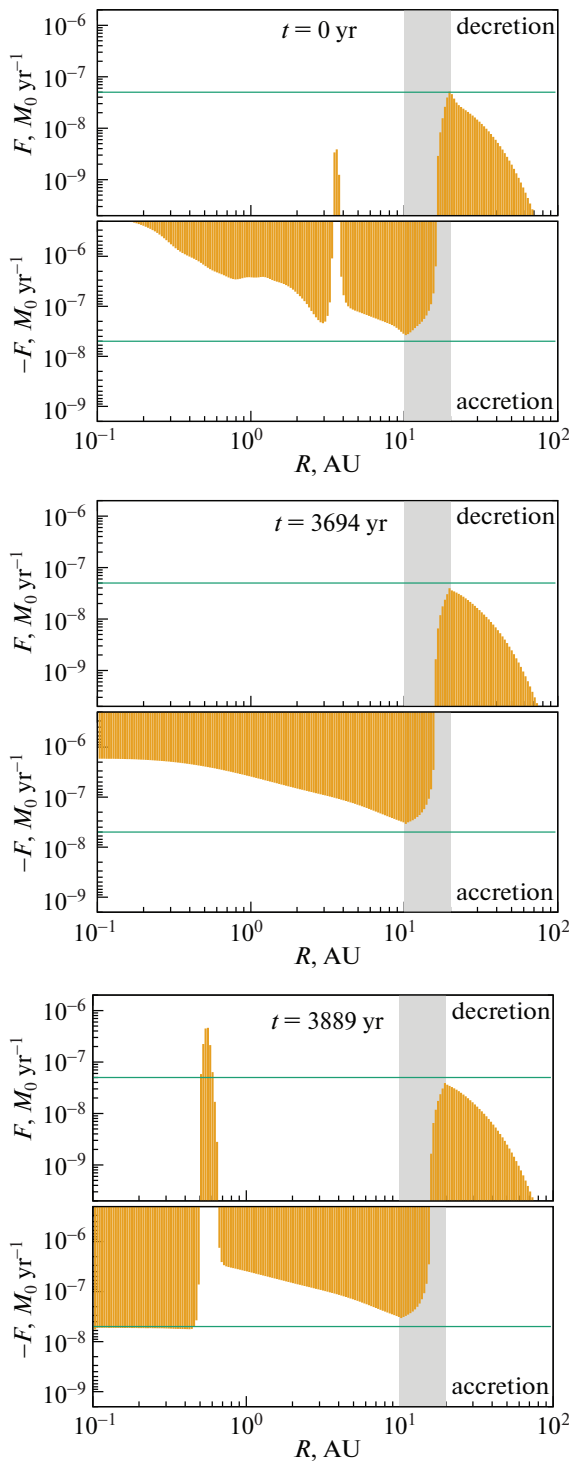


Рис. 5. Радиальные распределения аккреционного потока для нулевого момента времени (верхняя панель) непосредственно перед вспышкой (средняя панель) и во время вспышки (нижняя панель). Положительное значение потока (верхняя часть каждого распределения) соответствует течению от звезды, отрицательное значение (нижняя часть распределения) — к звезде. Время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки и указано в верхней части каждой панели. Горизонтальные линии соответствуют потокам $\pm 0.5 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. Вертикальной полосой показана область аккреции газа из оболочки.

рядка величины превышает темп аккреции в спокойный период. Общий темп энерговыделения в самом диске и на поверхности звезды во время активной фазы составляет примерно $6L_{\odot}$, что в 50–100 раз превосходит значения, характерные для фазы накопления газа в нем.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Сравнивая модельные темпы аккреции и светимости с молодыми вспышечными объектами типа FU Ориона (фуоры) и EX Волка (экзоры) [29], можно заключить, что представленная модель достаточно хорошо воспроизводит характерную продолжительность вспышек фуоров (от нескольких десятков до сотен лет). Продолжительность спокойной фазы между вспышками фуоров сложно получить из наблюдений, она варьируется от нескольких тысяч лет [30] до нескольких десятков тысяч лет [31]. В предложенной модели она находится вблизи нижнего предела наблюдательных оценок. С другой стороны, максимальное значение темпа аккреции в течение вспышки расположено около нижнего предела наблюдательных оценок и согласуется разве что с NGC 722 [29]. По максимальным значениям темпа аккреции и светимости наша модель больше согласуется со вспышками типа EX Волка, однако данные объекты отличаются значительно более короткими и частыми вспышками с длительностью от нескольких месяцев до нескольких лет [29]. Следует заметить, что мы пока не изучили весь спектр возможных параметров модели. В частности, мы не исследовали вид зависимости эволюции диска от закона аккреции газа из оболочки на диск. Тестовые расчеты показывают, что при увеличении темпа аккреции из оболочки время между вспышками уменьшается, однако продолжительность и интенсивность вспышек сохраняются. Необходимо дальнейшее исследование вспышечной моды аккреции, вызванной конвективной неустойчивостью, для более детального сравнения с наблюдениями.

Отметим, что представленная модель во многом носит иллюстративный характер в связи с обилием ряда физических приближений. Основная ее цель — описать картину эволюции диска и показать возможную роль конвекции в обеспечении вспышечного режима аккреции. Схематически эта картина представлена на рис. 7.

Перечислим ряд принципиальных моментов, лежащих в основе модели и требующих особого внимания при ее дальнейшем развитии. Мы предположили, что в диске наряду с конвекцией есть некоторый другой механизм, обеспечивающий “фоновою” вязкость. Именно благодаря этому механизму реализуется процесс переноса массы и углового момента в спокойной фазе эво-

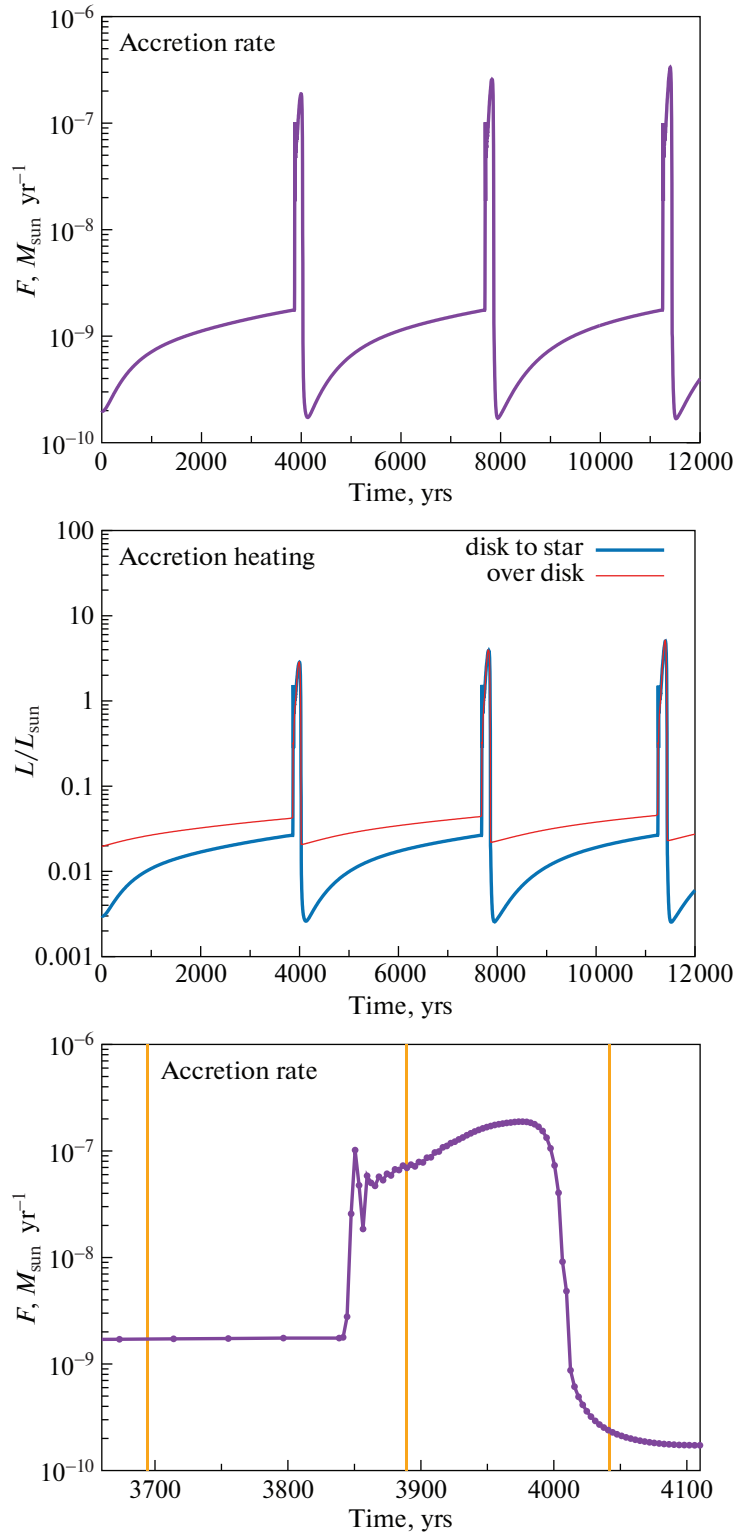


Рис. 6. Зависимость темпа аккреции газа диска звездой (верхняя панель) и аккреционной светимости (центральная панель) от времени для интервала 12 000 лет после установления вспышечного режима аккреции. Внизу показан темп аккреции на звезду во время фазы вспышки. Красной линией на средней панели показана аккреционная светимость всего диска, синей линией – светимость, связанная с аккрецией газа с внутренней границы диска на звезду. Вертикальные цветные (оранжевые) линии на правой панели соответствуют временам 3694, 3889 и 4042 года.

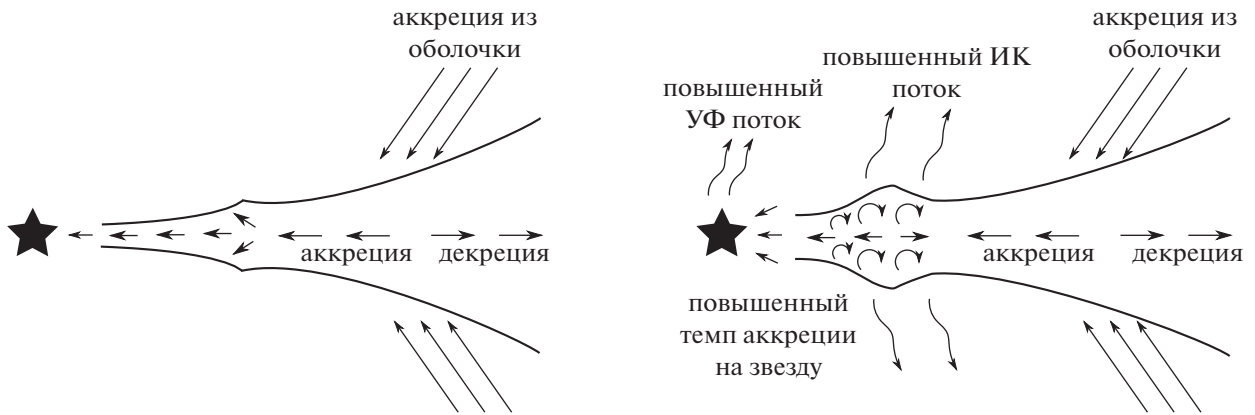


Рис. 7. Схема, иллюстрирующая вспышечный характер аккреции в протопланетных дисках. Слева показана фаза накопления вещества, справа — конвективная фаза.

люции диска. Благодаря фоновой вязкости происходит накопление вещества во внутренней области диска. Конвекция в нашей модели является триггером, обеспечивающим сброс вещества из внутренней области диска.

Принципиальным условием возникновения конвективно-неустойчивых областей в нашей модели является рост непрозрачности среды с увеличением температуры (см. рис. 1). Этот рост обеспечивается использованными в модели оптическими свойствами пыли, а именно, увеличением спектральных коэффициентов поглощения и рассеяния с частотой. Наши тестовые расчеты показывают, что при использовании искусственно заданных непрозрачностей, не зависящих от температуры, образующийся градиент температуры оказывается не достаточно сильным для обеспечения условия (8). Сильное влияние закона непрозрачности среды на возникновение конвективно-неустойчивых зон было отмечено в работах [32, 33], в которых авторы рассчитали и проанализировали структуру протопланетных дисков с различными параметрами. Они показали, в частности, что испарение пыли во внутренних областях диска уменьшает непрозрачность среды, что исключает возникновение конвективно-неустойчивых областей. В нашей модели испарение пыли не учитывается, но температура в максимуме может приближаться к характерным температурам испарения пыли, поэтому мы планируем включить этот процесс в будущем.

Рост непрозрачности с увеличением температуры в нашей модели приводит также к тому, что развитие конвекции во внутренней области диска является процессом с положительной обратной связью: увеличение темпа аккреции приводит к повышенному выделению энергии, росту температуры и, как следствие, — к усилению условий конвективной неустойчивости. Однако конвективно-неустойчивая область сравнительно быст-

ро (за время порядка ста лет) истощается. Сильное уменьшение плотности ведет к падению темпов аккреции и энерговыделения, что в конечном итоге приводит к восстановлению конвективной устойчивости внутренней области. Таким образом, в данной модели конвекция является самоподдерживающейся только в короткие промежутки времени во внутренних областях диска, при этом важна роль фоновой вязкости для обеспечения ее запуска.

Условием квазипериодического (вспышечного) режима аккреции в рамках представленной модели является задание стационарного притока вещества в диск из оболочки. В текущей реализации модели аккреция газа из оболочки задавалась постоянной, область аккреции представляет собой кольцо между 10 и 20 а.е. В действительности темп аккреции и положение области аккреции вещества из оболочки зависят от времени, что необходимо учитывать при построении моделей, нацеленных на более корректное сопоставление модели с наблюдениями. При уменьшении темпа аккреции из оболочки и истощении диска внутренние области становятся более прозрачными к собственному тепловому излучению, а темп вязкого нагрева падает. Все это приводит к тому, что условия конвективной неустойчивости перестают достигаться.

Важным элементом модели является также метод расчета коэффициента вязкости в конвективно-неустойчивой области. Для этого мы использовали приближение, в котором скорость конвективных элементов вычисляется из условия, что вся выделявшаяся в результате вязкости тепловая энергия переносится конвективным потоком. При таком подходе мы не учитываем, что часть энергии может переноситься излучением, т.е. скорость конвективных элементов несколько завышается. В то же время при восстановлении структуры диска в полярном направлении мы не

учитываем конвективный перенос энергии и лучистый перенос энергии в радиальном направлении, т.е. распределение температуры находится только с учетом переноса излучения в вертикальном направлении, причем в стационарном приближении. Для того, чтобы устранить эти несогласованности, мы планируем в дальнейшем использовать теорию длины пути перемешивания, которая с успехом применяется для учета конвекции при расчете структуры звезд (см., напр., [34]).

Представленная картина является только одним из возможных сценариев вспышечного характера аккреции около молодых звезд. На данный момент уже предложены самые разнообразные модели для объяснений фуоров и экзоров. Например, в работе [35] представлена двумерная гидродинамическая модель, в которой вспышечный характер аккреции обеспечивается магнитовращательной неустойчивостью, в то время как гравитационная неустойчивость ответственна за приток вещества во внутренние области диска из его внешней части. В работе [36] вспышки фуоров объясняются падением гравитационно-связанных фрагментов, формирующихся в аккреционном диске и мигрирующих к звезде. Отметим также, что для объяснения наблюдательных проявлений фуоров и динамики околозвездного газа необходимо наличие интенсивного ветра, генерируемого внутренними областями турбулизованного аккреционного диска [37]. В целом рекуррентная аккреционная активность является распространенным явлением в мире аккрецирующих объектов [38].

В заключение отметим необходимость воспроизведения полученного вспышечного характера аккреции в рамках гидродинамической модели. В гидродинамической модели развитие конвективных зон можно наблюдать непосредственно, т.е. отпадает необходимость феноменологического введения коэффициента вязкости в конвективной области. В гидродинамической модели, однако, необходимо уделить повышенное внимание расчету тепловой структуры диска и выбору подходящей пространственной сетки в связи с тем, что градиенты плотности от экватора к атмосфере диска достигают многих порядков величин.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Я. Н. П., Л. А. М., Э. И. В. благодарят за финансовую поддержку Российский фонд фундаментальных исследований (проект 17-02-00644).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность рецензенту за ценные замечания и конструктивные предложения по улучшению статьи, а также А. Б. Макалкину за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *P. J. Armitage, Astrophysics of Planet Formation* (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2013).
2. *A. G. W. Cameron, Moon and Planets* **18**, 5 (1978).
3. *D. N. C. Lin and J. Papaloizou, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **191**, 37 (1980).
4. *H. Klahr, in Convection in Astrophysics*, edited by F. Kupka, I. Roxburgh, and K. L. Chan, *Proc. IAU Symp.* **239**, 405 (2006).
5. *W. Cabot, V. M. Canuto, O. Hubickyj, and J. B. Pollack, Icarus* **69**, 423 (1987).
6. *W. Cabot, V. M. Canuto, O. Hubickyj, and J. B. Pollack, Icarus* **69**, 387 (1987).
7. *H. H. Klahr, T. Henning, and W. Kley, Astrophys. J.* **514**, 325 (1999).
8. *H. H. Klahr and P. Bodenheimer, Astrophys. J.* **582**, 869 (2003) [arXiv:astro-ph/0211629].
9. *Г. М. Лунунова, Н. И. Шакура, Изв. РАН. Сер. физ.* **67**, 322 (2003).
10. *S. Hirose, O. Blaes, J. H. Krolik, M. S. B. Coleman, and T. Sano, Astrophys. J.* **787**, 1 (2014) [arXiv:1403.3096].
11. *M. S. B. Coleman, I. Kotko, O. Blaes, J. P. Lasota, and S. Hirose, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **462**, 3710 (2016) [arXiv:1608.01321].
12. *L. E. Held and H. N. Latter, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **480**, 4797 (2018) [arXiv:1808.00267].
13. *N. Shakura and K. Postnov, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **448**, 3707 (2015) [arXiv:1502.01888].
14. *N. Shakura and K. Postnov, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **451**, 3995 (2015) [arXiv:1506.00526].
15. *K. L. Malanchev, K. A. Postnov, and N. I. Shakura, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **464**, 410 (2017) [arXiv:1609.03799].
16. *J. E. Pringle, Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **19**, 137 (1981).
17. *P. J. Armitage, Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **49**, 195 (2011) [arXiv:1011.1496].
18. *J. P. Williams and L. A. Cieza, Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **49**, 67 (2011) [arXiv:1103.0556].
19. *L. Hartmann, N. Calvet, E. Gullbring, and P. D'Alessio, Astrophys. J.* **495**, 385 (1998).
20. *N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, Astron. and Astrophys.* **24**, 337 (1973).
21. *P. Cossins, G. Lodato, and C. J. Clarke, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **393**, 1157 (2009) [arXiv:0811.3629].
22. *L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Fluid mechanics* (Pergamon Press, 1959).
23. *C. P. Dullemond, A. Natta, and L. Testi, Astrophys. J.* **645**, L69 (2006) [arXiv:astro-ph/0605336].
24. *A. Chacón-Tanarro, J. E. Pineda, P. Caselli, L. Bizzocchi, et al., Astron. and Astrophys.* **623**, id. A118 (2019) [arXiv:1901.02476].
25. *J. Klapp, L. D. G. Sigalotti, M. Zavala, F. Peña-Polo, and J. Troconis, Astrophys. J.* **780**, 188 (2014).
26. *E. I. Vorobyov and Y. N. Pavlyuchenkov, Astron. and Astrophys.* **606**, id. A5 (2017) [arXiv:1706.00401].
27. *E. I. Vorobyov, Y. N. Pavlyuchenkov, and P. Trinkl, Astron. Rep.* **58**, 522 (2014).

28. *A. V. Tutukov and Y. N. Pavlyuchenkov*, *Astron. Rep.* **48**, 800 (2004).
29. *M. Audard, P. Ábrahám, M. M. Dunham, J. D. Green*, in *Protostars and Planets VI*, edited by *H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, and T. K. Henning* (University of Arizona Press, 2014), p. 387 [arXiv:1401.3368].
30. *E. I. Vorobyov, V. G. Elbakyan, A. L. Plunkett, M. M. Dunham, M. Audard, M. Guedel, and O. Diognatos*, *Astron. and Astrophys.* **613**, id. A18 (2018) [arXiv:1801.06707].
31. *A. Scholz, D. Froebrich, and K. Wood*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **430**, 2910 (2013) [arXiv:1301.3152].
32. *A. B. Makalkin and V. A. Dorofeeva*, *Solar System Research* **29**, 85 (1995).
33. *A. B. Makalkin and V. A. Dorofeeva*, *Solar System Research* **30**, 440 (1996).
34. *C. J. Hansen, S. D. Kawaler, and V. Trimble*, *Stellar interiors: physical principles, structure, and evolution* (New York: Springer-Verlag, 2004).
35. *Z. Zhu, L. Hartmann, C. Gammie, and J. C. McKinney*, *Astrophys. J.* **701**, 620 (2009) [arXiv:0906.1595].
36. *E. I. Vorobyov and S. Basu*, *Astrophys. J.* **650**, 956 (2006) [arXiv:astro-ph/0607118].
37. *K. Milliner, J. H. Matthews, K. S. Long, and L. Hartmann*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **483**, 1663 (2019) [arXiv:1811.12453].
38. *A. V. Tutukov and Y. N. Pavlyuchenkov*, *Astron. Rep.* (in press).

УДК 524.527-77

СТРУКТУРА И ЭВОЛЮЦИЯ МОЩНЫХ ВСПЫШЕК МАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ H₂O В ПРОТОЗВЕЗДНОМ ОБЪЕКТЕ IRAS 18316–0602 (G25.65+1.05)

© 2020 г. Н. Т. Ашимбаева¹, В. В. Краснов², Е. Е. Лехт^{1,*}, М. И. Пашенко¹,
Г. И. Рудницкий¹, А. М. Толмачев³

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

² Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

³ Пуцунская радиоастрономическая обсерватория,
Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Пуццо, Россия

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

Поступила в редакцию 23.07.2019 г.

После доработки 04.09.2019 г.

Принята к публикации 06.09.2019 г.

Рассмотрены структура и эволюция мощных вспышек мазерного излучения H₂O в источнике IRAS 18316–0602 по результатам наблюдений на радиотелескопе РТ-22 в Пуццо. Основной причиной последней мощной и кратковременной вспышки в 2017 г. может быть наложение по лучу зрения двух мазерных конденсаций с очень близкими лучевыми скоростями. Все мощные вспышки, которые происходили в IRAS 18316–0602 с 2002 г., были связаны со скоплением мазерных конденсаций, лучевые скорости которых находятся в интервале 41.0–43.5 км/с. Предполагается, что в этой области имеются турбулентные (видимо, вихревые) движения вещества.

DOI: 10.31857/S0004629920010016

1. ВВЕДЕНИЕ

Источник инфракрасного излучения IRAS 18316–0602 связан с областью активного звездообразования. Кроме ИК-излучения в этой области наблюдаются радиоизлучение в континууме, биполярные молекулярные СО-потoki, а также мазеры водяного пара, гидроксиды и метанола.

Сильное ИК-излучение наблюдалось на 450 мкм (220 Ян) [1] и на 350 мкм (230 Ян) [2], а более слабое на 800 мкм (25 Ян) [1] и на 1100 мкм (7.5 Ян) [3]. В данной области расположен слабый источник радиоизлучения – сверхкомпактная область Н II (G25.65+1.05), наблюдения которой проводились на длинах волн 2.6 см ($F = 2.7$ мЯн) [4], 3.6 см [5] и 3.5 см [6]. На волне 3.6 см диаметр области Н II равен 3".

В окрестностях источника IRAS 18316–0602 Шеперд и Черчвел на волне 2.6 мм наблюдали два молекулярных СО-потока [7]. Положение максимума этого излучения совпадает с положением сверхкомпактной области Н II G25.65+1.05. Однако наблюдения в линии молекулы SiO показали, что имеются два максимума, разнесенные по δ на 40" [8]. Один из максимумов имеет синее

смещение ($+5.9 < V_{\text{bleu}} < +39.5$ км/с), а другой – красное ($+48.5 < V_{\text{red}} < +88.1$ км/с).

Изображение области в ближнем ИК-диапазоне волн, полученное с применением фильтров J , K и H [9], позволяет сделать вывод, что энергичный молекулярный поток на самом деле может состоять из нескольких потоков, каждый из которых связан с массивным молодым звездным объектом.

Расстояние до IRAS 18316–0602 было определено различными методами. Молинари и др. дают кинематическое значение 3.17 кпк [10], а Санада и др. – 2.7 кпк [11] по наблюдениям мазера H₂O. Хантер и др. оценили расстояние, как 3.3 кпк [12]. Кинематическое расстояние, равное 12.5 кпк, было получено в направлении локализации мазеров метанола для диапазона скоростей 40.6–41.9 км/с [13]. Однако следует отметить, что все вспышки мазера H₂O в IRAS 18316–0602 происходили на $V_{\text{LSR}} > 41.8$ км/с. Нам представляется наиболее предпочтительным кинематическое значение 3.1 или 3.3 кпк, которое используется в настоящее время во многих работах (см., напр.,

Санчес и др. [8]). При расстоянии 12.5 кпк мазер H_2O становится самым мощным из всех известных водяных мазеров, что, конечно, маловероятно.

Мазерное излучение H_2O было обнаружено в 1989 г. Сильное излучение наблюдалось на скорости 45.17 км/с с плотностью потока 725 Ян [14]. В июле 1994 г. поток излучения упал до 109 Ян [15]. В 1995 г. излучение регистрировалось в широком интервале лучевых скоростей с максимумами на 41.3 км/с (452 Ян) и 45.26 км/с (260 Ян) [16]. С 2002 г. в IRAS 18316–0602 более или менее регулярно происходили мощные вспышки мазера H_2O [17, 18].

Мазерное излучение гидроксила наблюдалось в главных линиях 1665 и 1667 МГц (см., напр., [19]). В сателлитной линии 1612 МГц излучение имеет тепловой характер, а в 1720 МГц наблюдается линия поглощения. И, наконец, отметим, что в направлении IRAS 18316–0602 наблюдаются мазеры метанола класса II [6]. Впоследствии было показано, что они образуют две группы, А и В [20], разнесенные по расстоянию на ~1300 а.е. Причем расположены они по разные стороны относительно оси биполярного потока. Излучение деталей группы А, содержащей большее число деталей, линейно поляризовано.

Настоящая работа является продолжением исследования вспышек мазера H_2O , которые в IRAS 18316–0602 стали достаточно частыми.

2. АППАРАТУРА И НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения мазерного излучения H_2O в направлении IRAS 18316–0602 ($\alpha_{2000} = 18^{\text{h}}34^{\text{m}}20.9^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = -5^{\circ}59'42.23''$) были проведены на радиотелескопе РТ-22 ПРАО на волне 1.35 см в 2017–2019 гг. Они являются продолжением мониторинга данного источника, начатого нами в 2002 г., результаты которого были опубликованы ранее в работе [17]. Чувствительность радиотелескопа составляет 25 Ян/К для точечного источника с неполяризованным излучением. Шумовая температура системы меняется от 150 до 300 К в зависимости от погодных условий и высоты источника над горизонтом.

Высокая стабильность основного (первого) гетеродина позволила проводить измерения лучевой скорости с высокой точностью. Ошибка лежит в пределах 20–25 м/с. Регистрация сигнала осуществлялась 2048-канальным автокорреляционным приемником со спектральным разрешением 0.0822 км/с. Все спектры были исправлены за поглощение в земной атмосфере.

Спектры H_2O за 2017–2019 гг. показаны на рис. 1 и 2. Ввиду большой разницы излучения вспышечных и остальных деталей центральные части спектров на панели (1) рис. 1 ограничены и пока-

заны полностью в другом масштабе на панели (2). Двухсторонними стрелками показана цена деления вертикальной оси в Янских. По горизонтальной оси отложена лучевая скорость относительно местного стандарта покоя в км/с.

3. ДИСКУССИЯ

На рис. 3а показана эволюция основных эмиссионных деталей. Для полноты картины и понимания природы возникновения мощных вспышек, кроме данных наблюдений 2017–2019 гг., мы также включили данные с середины 2016 г., взятые из работы Лехта и др. [17]. Стрелками отмечены положения максимумов излучения двух мощных вспышек. Для удобства анализа основные детали пронумерованы. Светлыми кружками нанесены детали в период их высокой активности. На рис. 3б, в, г показана переменность плотности потока основных деталей, причем вспышечные детали даны в двух разных масштабах. Указаны скорости деталей в максимумах их излучения.

3.1. Эволюция мощной вспышки в 2017–2018 гг.

Сложный характер эволюции мощной вспышки на протяжении 2017–2018 гг. хорошо демонстрируется на рис. 3а. С мая 2017 г. наблюдались две эмиссионные детали на близких лучевых скоростях: 41.1 (3а) и 42.0 км/с (3б). Затем в августе сильно выросло излучение детали 3б с 270 до 940 Ян, т.е. произошла ее вспышка.

Далее увеличился поток излучения от обеих деталей, причем поток от 3а сравнялся с потоком от 3б (октябрь 2017 г.). После этого резко возрос поток детали 3а, т.е. произошла очередная более мощная вспышка. При этом поток детали 3б упал примерно в 2–3 раза. Кроме того, имело место небольшое изменение лучевой скорости обеих деталей, которое привело к сближению деталей в спектре.

В декабре мы зарегистрировали излучение на уровне порядка 3000 Ян, причем максимум потока излучения приходился на лучевую скорость 42.7 км/с, т.е. на скорость детали 3б. Линия была асимметричной — левое крыло было более высоким, чем правое. Наблюдаемая асимметрия является следствием присутствия излучения детали 3а. Дальнейшая эволюция излучения этой вспышки подтверждает двойственную структуру линии.

В феврале 2018 г. наблюдалось уже три компоненты. В апреле вновь остались две компоненты и имело место их сближение по лучевой скорости. В мае–июне расстояние между компонентами было минимальным, менее 0.3 км/с, т.е. они практически слились в одну деталь. С августа в спектре вновь четко присутствовали две компо-

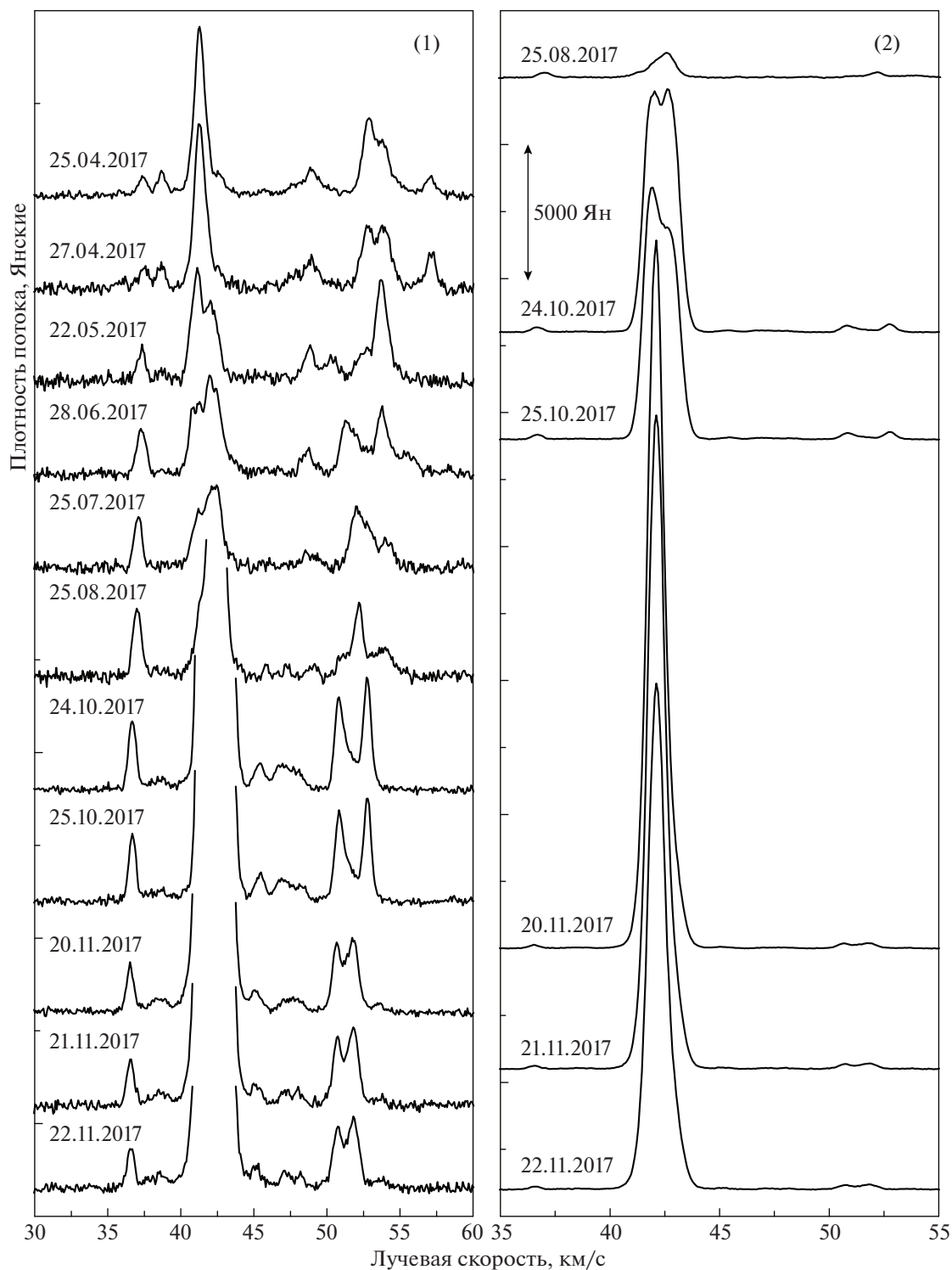


Рис. 1. Спектры мазерного излучения H_2O в IRAS 18316–0602 на длине волны $\lambda = 1,35$ см в период апрель–ноябрь 2017 г. Полностью центральная деталь приведена на панели (2). Двойными вертикальными стрелками показана цена деления в Янских. Приведены эпохи наблюдений.

ненты, амплитуды излучения которых постепенно уменьшались. Так завершилась одна из самых

мощных вспышек мазерного излучения H_2O в IRAS 18316–0602.

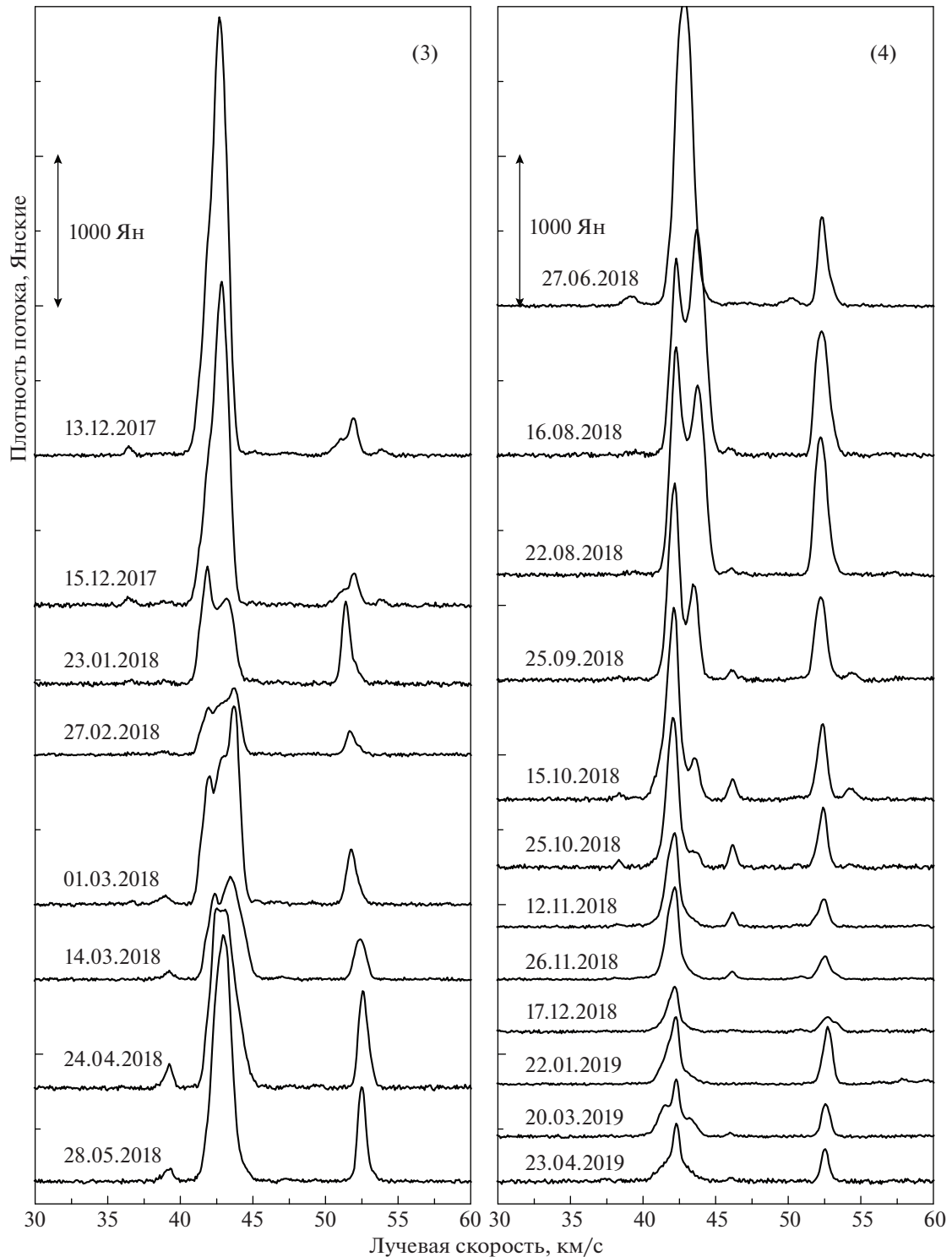


Рис. 2. Спектры мазерного излучения H_2O в IRAS 18316–0602 с декабря 2017 по апрель 2019 г.

3.2. Форма линии

На рис. 4а приведено сравнение формы линии вспышечной детали, которую мы наблюдали последовательно в течение трех дней, с 20 по 22 но-

ября 2017 г. Была проведена нормировка всех трех линий по плотности потока. Ввиду того, что был обнаружен небольшой дрейф линии по лучевой скорости даже в течение трех дней, мы провели

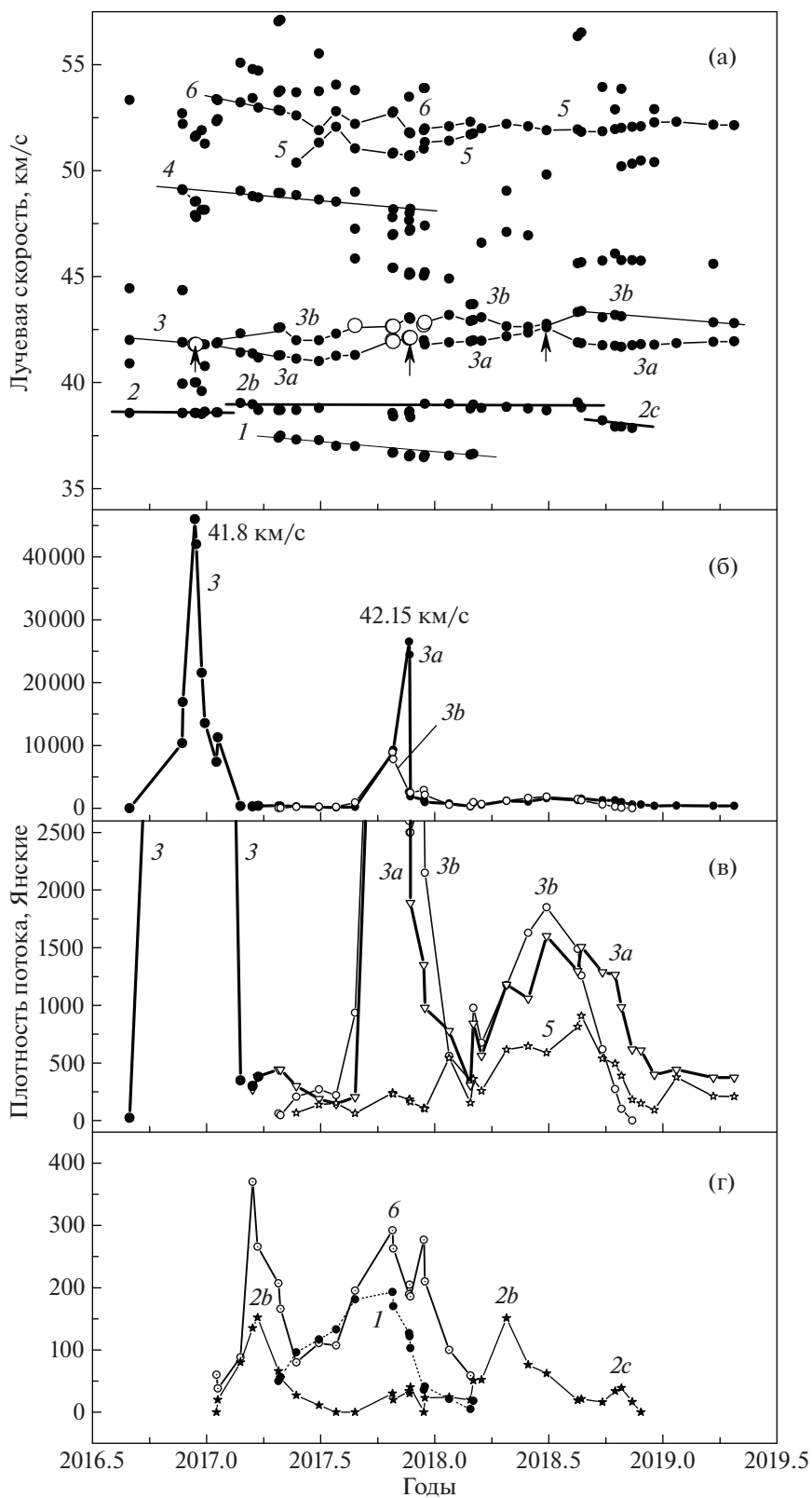


Рис. 3. Переменность лучевой скорости (а) и плотности потока основных эмиссионных деталей (б, в, г). Светлыми кружками показаны детали в периоды высокой активности объекта. Вариации лучевой скорости основных деталей аппроксимированы прямыми линиями и для удобства пронумерованы. В максимумах потоков указаны соответствующие им значения лучевых скоростей. Вертикальными стрелками отмечены положения максимумов мощных вспышек.

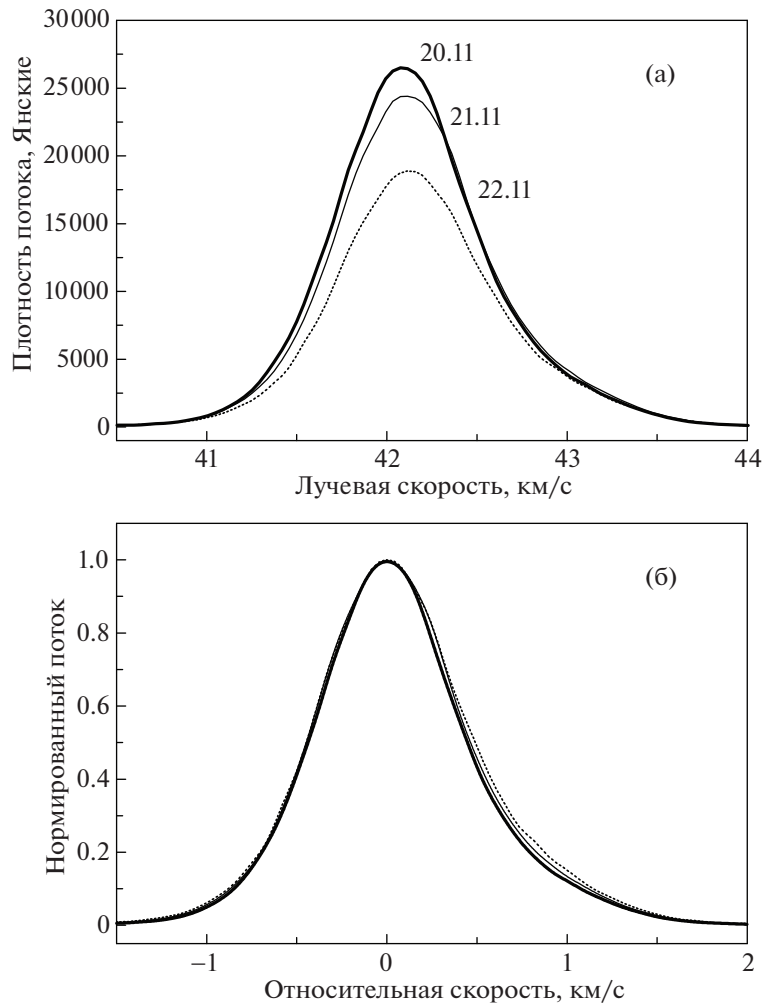


Рис. 4. Наложения линий главной вспышки за 20, 21 и 22 ноября 2017 г. (а) и нормированных и сцентрированных к нулевой скорости линий (б).

центровку линии по оси ординат, где нулевой скорости соответствует максимум излучения линии.

Видно, что линия асимметричная — ее правое крыло более пологое, чем левое. Как мы уже отмечали, это вызвано присутствием более слабого компонента на лучевой скорости около 43.0 км/с. Причем, при уменьшении потока основного компонента наблюдался подъем правого крыла линии, что свидетельствует о том, что вклад более слабого компонента (правого) возрастал.

Левые крылья линий совпадают. Это показывает, что при разных значениях плотности потока, отличающихся в 1.4 раза, ширина линии не менялась. Следовательно, мазер не является насыщенный. При наблюдаемом темпе спада потока излучения возможно, что в максимуме вспышки (до 20 ноября 2017 г.) плотность потока была значительно выше, чем мы наблюдали, т.е. вспышка была достаточно мощной. Согласно

Вольвач и др. [18] вспышка была кратковременной и плотность потока в максимуме достигала $\sim 1.3 \times 10^5$ Ян, а продолжительность вспышки по уровню 0.5 составляла всего лишь одну неделю.

3.3. Возможная природа мощной вспышки

В нашем мониторинге интервалы между наблюдениями были недостаточными, чтобы определить максимум потока вспышки и характер роста потока, а также выявить характер перехода активности во время мощной вспышки от детали на скорости 42.1 км/с к детали на скорости 42.7 км/с.

Отметим, что плотность потока излучения детали на $V \sim 42.7$ км/с была зарегистрирована нами на уровне ~ 3000 Ян, в то время, как детали на скорости 42.1 км/с плотность потока составляла 26 000 Ян. Максимумы излучения у этих деталей приходится на разные эпохи. Следовательно, во

время этой мощной вспышки имело место последовательное возбуждение деталей с близкими лучевыми скоростями. Характер дальнейшей эволюции излучения вспышки позволяет допустить, что имеется скопление мазерных конденсаций H_2O .

Подобный характер эволюции сильной вспышки, описанный в разделе 3.1, мы наблюдали в 1985 г. в источнике S 252A, связанном с областью активного звездообразования [21]. Однако в S 252A плотность потока излучения в максимуме не превышала 1200 Ян, в то время как в IRAS 18316–0602 плотность потока в максимуме была как минимум на два порядка выше, причем продолжительность вспышки была значительно меньше. Кроме того, в S 252A имел место реальный дрейф излучения мазерных конденсаций по лучевой скорости.

В IRAS 18316–0602 дрейф деталей *3a* и *3b* во время мощной вспышки был незначительным. Учитывая все это, можно предположить, что в IRAS 18316–0602 действовал другой механизм значительного увеличения плотности потока. Этот механизм может быть связан не только с повышением активности протозвездного объекта, который вызывает, например, усиление звездного ветра, но и с изменениями каких-либо физических параметров самого мазера.

Мы проанализировали переменность излучения большинства эмиссионных деталей мазера H_2O (см. рис. 3б–г). В эпоху мощной вспышки 2017 г. просматривается корреляция переменности двух основных деталей (*3a* и *3b*) с другими, значительно более слабыми (*1*, *6* и *2b*), плотность потока которых в максимумах их излучения в данную эпоху составляла 190, 290 и 37 Ян соответственно.

Корреляция переменности нескольких деталей на разных лучевых скоростях свидетельствует о существовании единой причины, связанной с протозвездным объектом. Однако существенное различие в интенсивности деталей *3a* и *3b* на три порядка и кратковременность вспышки требуют привлечения еще каких-либо дополнительных механизмов усиления мазерного излучения.

Скорее всего, имело место пространственное наложение по лучу зрения двух мазерных конденсаций, либо двух сгустков вещества повышенной плотности с близкими лучевыми скоростями. Действие такого механизма возможно при существовании турбулентных движений вещества в области генерации мазерного излучения H_2O . Аналогичный эффект наблюдался нами, например, в источнике S 140 [22].

Усиление мазерного излучения может происходить при действии еще одного механизма — конкуренции пространственных мод за накачку. Впервые этот механизм был предложен Чесарони

для объяснения явления антикорреляции излучения в источнике S 255, когда усиливается излучение одних деталей за счет подавления излучения других [23]. Данный механизм мог привести к дополнительному росту потока мощной вспышки 2017 г.

3.4. Вспышка в 2018 г.

Вспышку с максимумом излучения в середине 2018 г. на скорости $V_{LSR} = 42.5$ км/с, когда детали *3a* и *3b* почти слились в одну, можно считать обычной для источника IRAS 18316–0602, поскольку плотность потока не превышала 1800 Ян и она была достаточно продолжительной. Вспышка связана с теми же деталями мазера H_2O , что и мощная вспышка 2017 г. Имеется корреляция переменности потоков деталей *3a*, *3b*, *5* и в некоторой степени *2b*, т.е. произошла активизация мазерного излучения как минимум трех достаточно интенсивных деталей и одной более слабой. Видимо, в 2018 г. вновь выросла активность протозвездного объекта, которая могла иметь вспышечный характер.

3.5. Сравнение с другими вспышками H_2O

Анализируя все предыдущие мощные вспышки мазерного излучения H_2O в IRAS 18316–0602, можно сделать вывод, что все они происходили на достаточно близких лучевых скоростях и, вероятнее всего, они связаны с одним и тем же скоплением мазерных конденсаций, в котором можно выделить две основные компоненты на лучевых скоростях ~ 42.0 (деталь *3a*) и ~ 42.7 км/с (деталь *3b*). Важно отметить, что согласно Санчесу и др. [8] скорость ядра молекулярного облака по наблюдениям в линиях N_2H^+ и C_2H равна 42.5 км/с, т.е. совпадает со средней скоростью основного скопления мазерных конденсаций H_2O .

Другим важным моментом является то, что во время вспышки 2016 г. также произошел рост потока излучения от большинства других деталей практически во всем диапазоне лучевых скоростей, от 37 до 56 км/с. Это свидетельствует о повышении активности всего мазерного источника H_2O и, конечно, связано с более высоким уровнем активности самой протозвезды в IRAS 18316–0602, который сохранялся в дальнейшем в 2017–2018 гг.

И, наконец, вновь обратим внимание на следующее явление. Несмотря на большую разницу в амплитуде вспышек 2017 и 2018 г., характер эволюции двух главных вспыхивающихся деталей был одним и тем же: сближение деталей в спектре на восходящей ветви эволюции и удаление их друг от друга на нисходящей ветви. Это может быть связано с геометрией турбулентного вихре-

вого движения мазерных конденсаций или плотных сгустков вещества.

При исследовании вспышки 2018 г., по-видимому, интервалы между наблюдениями также были недостаточно малыми для того, чтобы зарегистрировать поток в максимуме вспышки. Также не исключена эволюция самого вихря, что могло повлиять на мощность вспышки 2018 г. Поэтому представляет интерес проследить за последующими возможными вспышками мазерного излучения H₂O в IRAS 18316–0602 в 2019–2020 гг.

4. ВЫВОДЫ

Выделим наиболее значительные результаты, полученные при анализе вспышек мазерного излучения H₂O в источнике IRAS 18316–0602, связанного с областью активного звездообразования.

1. Вспышка в 2017 г. была очень мощной и кратковременной. Она имела глобальный для источника характер, поскольку наблюдались коррелированные с ней увеличения излучения от других спектральных деталей. Для такой мощной кратковременной вспышки нужны были особые условия по сравнению с остальными деталями. В этом смысле ее можно считать локальной.

2. Наиболее вероятным механизмом является наложение по лучу зрения двух мазерных конденсаций, либо плотных сгустков вещества в самой конденсации с близкими лучевыми скоростями. Характер переменности лучевых скоростей и потоков основных деталей вспышки можно объяснить наличием турбулентного вихревого движения вещества – плотных сгустков вещества и, возможно, самих мазерных конденсаций.

3. Все мощные вспышки, которые происходили в IRAS 18316–0602 с момента начала нашего мониторинга данного источника, были связаны со скоплением мазерных конденсаций, лучевые скорости которых находятся в интервале 41.0–43.5 км/с.

Для подтверждения или отрицания нашей модели представляет интерес продолжение мониторинга и, конечно, проведение VLBI-наблюдений, особенно в эпохи сильных вспышек.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Пушинской радиоастрономической обсерватории за большую помощь в проведении наблюдений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *A. J. Walsh, G. H. Macdonald, N. D. S. Alvey, M. G. Burton, and J.-K. Lee*, *Astron. and Astrophys.* **410**, 597 (2003).
2. *T. R. Hunter, E. Churchwell, C. Watson, C. Cox, D. J. Benford, and P. R. Roelfsema*, *Astrophys. J.* **119**, 2711 (2000).
3. *W. H. McCutcheon, T. Sato, C. R. Purton, H. E. Matthews, and P. E. Dewdney*, *Astron. J.* **110**, 1762 (1995).
4. *W. H. McCutcheon, P. E. Dewdney, C. R. Purton, and T. Sato*, *Astrophys. J.* **101**, 1435 (1991).
5. *S. Kurtz, E. Churchwell, and D. O. S. Wood*, *Astrophys. J. Suppl.* **91**, 659 (1994).
6. *A. J. Walsh, M. G. Burton, A. R. Hyland, and G. Robinson*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **301**, 640 (1998).
7. *D. S. Shepherd and E. Churchwell*, *Astrophys. J.* **472**, 225 (1996).
8. *A. Sánchez-Monge, A. López-Sepulcre, R. Cesaroni, C. M. Walmsley, C. Codella, M. T. Beltrán, M. Pestalozzi, and S. Molinari*, *Astron. and Astrophys.* **557**, id. A94 (2013).
9. *A. Zavagno, L. Deharveng, D. Nadeau, and J. Caplan*, *Astron. and Astrophys.* **394**, 225 (2002).
10. *A. Molinari, J. Brand, R. Cesaroni, and F. Palla*, *Astron. and Astrophys.* **308**, 573 (1996).
11. *K. Sunada, T. Nakazato, N. Irtida, S. Hongo, Y. Kitamura, and J. Yang*, *Publ. Astron. Soc. Japan* **59**, 185 (2007).
12. *T. R. Hunter, E. Churchwell, C. Watson, P. Cox, D. J. Benford, and P. R. Roelfsema*, *Astron. J.* **119**, 2711 (2000).
13. *J. A. Green, N. M. McChure-Griffiths*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **417**, 2500 (2011).
14. *F. Palla, J. Brand, R. Cesaroni, G. Comoretto, and M. Felli*, *Astron. and Astrophys.* **246**, 249 (1991).
15. *T. Jenness, P. F. Scott, and R. Padman*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **276**, 1024 (1995).
16. *S. Kurtz and P. Hofner*, *Astron. J.* **130**, 711 (2005).
17. *Е. Е. Лехт, М. И. Пашенко, Г. М. Рудницкий, А. М. Толмачев*, *Астрон. журн.* **95**, 224 (2018).
18. *Л. Н. Вольвач, А. Е. Вольвач, М. Г. Ларионов, Г. К. МакЛеод, и др.*, *Астрон. журн.* **96**, 51 (2019).
19. *K. A. Edris, G. A. Fuller, and R. J. Cohen*, *Astron. and Astrophys.* **465**, 865 (2007).
20. *G. Surcis, W. H. T. Vlemmings, H. J. van Langevelde, B. Hutawarakorn Kramer, A. Bartkiewicz, and M. G. Blasi*, *Astron. and Astrophys.* **578**, id. A102 (2015).
21. *Е. Е. Лехт, И. И. Берулис, Э. Мендоса-Торрес*, *Астрон. журн.* **73**, 844 (1996).
22. *Е. Е. Лехт, С. Ф. Лихачев, П. Л. Сороченко, В. С. Стрельницкий*, *Астрон. журн.* **70**, 731 (1993).
23. *R. Cesaroni*, *Astron. and Astrophys.* **223**, 513 (1990).

УДК 524.338.5

ΠL Сер А КАК ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКАЯ СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНАЯ Ве ЗВЕЗДА ХЕРБИГА

© 2020 г. Н. З. Исмаилов^{1,*}, М. А. Погодин², У. З. Баширова¹, Г. Р. Бахаддинова¹

¹ Шамахинская астрофизическая обсерватория им. Н. Туси Национальной академии наук Азербайджана,
Пиркули, Азербайджан

² Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: ismailovnshao@gmail.com

Поступила в редакцию 14.06.2019 г.

После доработки 06.09.2019 г.

Принята к публикации 06.09.2019 г.

Приведены результаты многолетнего спектрального мониторинга звезды Ве Хербига ΠL Сер А. Впервые было обнаружено плавное изменение лучевых скоростей эмиссионного компонента в линиях водорода H α и H β . Абсорбционные линии гелия He I λ 4922, 5876 Å показывают сезонные изменения, однако эти изменения не коррелируют с изменениями эмиссии водорода. Лучевые скорости по узким линиям D Na I и DIB λ 5780, 5796 Å соответствуют лучевым скоростям межзвездной среды. Показано, что эмиссионные линии водорода образуются, по-видимому, в тройной системе, включающей близкую пару звезд класса В и удаленный маломассный компонент класса К-А. Были вычислены орбитальные элементы системы с использованием приближенной модели спектральной двойной, где близкая пара массивных В-звезд рассматривалась как один массивный компонент. Приведено обоснование подобного подхода для определения элементов орбиты. Был определен орбитальный период $P = 3550 \pm 28$ дней и оценены некоторые другие параметры орбиты.

DOI: 10.31857/S0004629920010041

1. ВВЕДЕНИЕ

Звезды типа Ae/Ве Хербига (HAeBes) являются молодыми объектами промежуточных масс (2–10 M_{\odot}) и находятся на эволюционной стадии до Главной последовательности (ГП). Эти звезды имеют спектральные классы В-А, типы светимости IV–V, и в их спектрах наблюдаются сильные эмиссионные линии. Они часто ассоциируются с темными облаками и яркими отражательными туманностями. Все они имеют сильные инфракрасные (ИК) избытки излучения (см., например, [1–3]). Можно сказать, что HAeBes являются промежуточным звеном между холодными звездами типа Т Тельца и более массивными звездами класса О. Так же, как и классические звезды типа Т Тельца (CTTS), звезды HAeBes окружены околозвездными остаточными газо-пылевыми дисками, которые переизлучают эмиссию центральной звезды и являются источниками теплового излучения в ИК-диапазоне.

К настоящему времени для некоторых подобных объектов получены прямые изображения околозвездных дисков (см., например, [4, 5]). Эти диски имеют, как правило, сложную пространственную структуру. Аккреция вещества из диска на звезду должна играть значительную роль в пе-

ременности спектра и блеска звезды. Поэтому изучение эмиссионного спектра у HAeBes может пролить свет на характер взаимодействия центральной звезды и околозвездного диска.

Звезда ΠL Сер (HD 216629) является визуальной двойной с компонентами ΠL Сер А ($\alpha_{2000} = 22^{\text{h}}53^{\text{m}}15.603^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = +62^{\circ}08'45.02''$, $V \sim 9^{\text{m}}36$) и ΠL Сер В ($\alpha_{2000} = 22^{\text{h}}53^{\text{m}}15.342^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = +62^{\circ}08'51.629''$, $V \sim 13^{\text{m}}82$) с угловым расстоянием между ними 6".96 [6]. В [7] было показано, что звезда ΠL Сер А также имеет более тесный визуальный компонент на угловом расстоянии 0".44 от яркого компонента, который слабее его на $\Delta V = 3^{\text{m}}5$. Очевидно, что при такой разности в блеске вклад тесного компонента в общий спектр звезды будет незначительным. В дальнейшем на нашей работе речь будет идти только о компоненте ΠL Сер А.

По мнению Ассоуза и др. [8], ΠL Сер является эмиссионным объектом, тесно связанным с отражательной туманностью, и является звездой типа Ae/Ве Хербига. По данным [9] и [10] звезда принадлежит к ассоциации Сер ОВ3. Однако, как показано в работе Алесиан и др. [11], при использовании значения расстояния до звезды в 720 пк

[12], на эволюционной диаграмме ГР звезда займет позицию ниже линии ZAMS (Zero Age Main Sequence). Принимая, что звезда является двойной системой, авторы в [11] не стали оценивать ее фундаментальные параметры по эволюционным трекам.

Хилл [13] обнаружил периодическую переменность блеска звезды с периодом 1^d401 , что, по мнению автора, могло быть вызвано затмениями в двойной системе. Поэтому звезда была включена в ОКПЗ [14] как затменная типа EA. Позже периодичность не была подтверждена, хотя переменность блеска звезды не вызвала сомнений [15]. Дальнейший анализ фотометрических данных Мельникова и др. [16] показал, что, возможно, блеск звезды меняется с периодом 50.91 дней с минимальной амплитудой $\Delta V = 0^m03$.

По данным разных авторов, спектр звезды был определен как B2IV-V [10], B3e [17], B0, B3, B2 (см. [9] и ссылки, приведенные в этой работе). По расчетам, описанным в работе [11], спектр звезды можно представить комбинацией спектров двух звезд с компонентами B3 и B4. Авторы отметили, что лучевые скорости (RV) звезды, приведенные в литературе, различаются от -39.4 км/с до 31 км/с [10, 11, 16]. По линиям межзвездного поглощения CaII были получены оценки RV от -11 км/с до -19 км/с [10, 16]. Многолетние спектральные наблюдения показали, что лучевые скорости эмиссионного компонента линий водорода H α и H β демонстрируют плавное долговременное изменение (Исмаилов и др. [18, 19]). Лучевые скорости узких линий D Na I в целом согласуются со скоростями линий межзвездного поглощения, полученными по CaII, при этом наблюдается и определенный вклад в этих линиях околозвездного газа [18]. Результаты измерений лучевых скоростей показали, что, возможно, звезда является спектрально-двойной с периодом около 10 лет [19]. Были и модельные расчеты оболочки объекта. Недавно в работе [20] было показано, что эмиссионный спектр звезды можно описать излучением околозвездной оболочки с радиусом в 25 радиусов звезды (R_*) под действием фотоионизирующего излучения звезды B2.

В различные годы разными авторами был получен значительный разброс значений эквивалентных ширин (EW) линии H α : 10 \AA [21], 21 \AA [16], 8 \AA [7], 34.5 \AA [22], что свидетельствует о ее сильной многолетней переменности. Профиль линии H α выглядит как двухкомпонентный с едва разделенными пиками, а линия H β показывает два уверенно разделенных пика и центральную абсорбцию (см., например, [19, 23]). Наши измерения показали существования значительных сезонных изменений эквивалентных ширин линий

водорода, которые не показывают корреляцию с изменениями лучевых скоростей звезды.

В данной работе мы продолжаем исследование переменности спектра звезды, используя также новый спектральный материал, полученный в 2015–2017 гг.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Спектральные наблюдения были выполнены в 2006–2017 гг. с аппаратурой, установленной в кассегреновском фокусе 2-м телескопа Шаманхинской астрофизической обсерватории Национальной академии наук (ШАО НАН) Азербайджана. Последовательно применялись два спектрометра: первый спектрометр (MUAGS, Modified Universal Astronomical Grid Spectrograph) был использован в 2006–2015 гг., он был выполнен на базе спектрографа UAGS (Микаилов и др. [24]; Исмаилов и др. [18]). Для данного спектрометра была использована камера Шмидта-Кассегрена с внешним фокусом $f = 150$ мм и диаметром зеркала 105 мм. После щели лучи проходят линзу и заполняют зеркало коллиматора параллельным пучком с диаметром 75 мм.

В этом спектрографе применялась ПЗС-матрица с 530×580 элементами, охлаждаемая жидким азотом. Матрица имеет линейный размер 9.5×13.9 мм, размер одного пикселя 18×24 мкм. Обратная линейная дисперсия в красной части составляет 10.5 \AA/мм , а в синей части – около 6 \AA/мм . Всю наблюдаемую область можно охватить за два приема. Наблюдения звезды IL Сер выполнялись в красной части спектра, который охватывает диапазон λ 4700–6700 \AA . Большая часть нашего спектрального материала была получена именно на этом спектрографе (2006–2015 гг.). Его спектральное разрешение составляет $R = 14000$; отношение сигнала к шуму в области линии H α – $S/N = 80$ –100, а в области линии H β – $S/N = 10$ –20. Вся обработка изображений, их перевод в стандартный формат и дальнейшее измерение спектрограмм выполнялись с использованием программы DECH20T, разработанной в CAO РАН [25].

Вторым прибором, использованным в наших наблюдениях, был оптоволоконный эшелле спектрограф ShaFES (Shamakhy Fibre Echelle Spectrograph). Он состоит из двух частей: первая часть – сам спектрограф, который установлен в термостатированной изолированной комнате на жесткой поставке. Вторая часть со светоотводящим устройством крепится в фокусе Кассегрена. Обе системы соединены оптоволоконным кабелем диаметром 200 мкм и длиной 20 м. Спектр в фокальной плоскости камеры спектрографа проецируется на ПЗС-матрицу с $4K \times 4K$ элементами, охлаждаемую жидким азотом. Размер пиксе-

ля 15 мкм, максимальный квантовый выход при длине волны λ 4000 Å составляет 90%. Подробное описание спектрографа ShaFES приведено в работе Микаилова и др. [26]. Спектральное разрешение спектрографа зависит от выбора размера пикселя: при $l_{px} = 15$ мкм получается $R = 56000$ и для $l_{px} = 30$ мкм — $R = 28000$. С такими разрешениями можно получать спектры звезд до 8 и 10 величины соответственно. Линейные размеры ПЗС 61×61 мм позволяют охватить диапазон λ 3800–8500 Å. Для IL Ser спектры были получены при разрешении $R = 28000$ в диапазоне 3900–7500 Å. Для редукции и обработки спектрограмм были применены программы DECH95 и DECH30, разработанные Галазутдиновым (<http://www.gazinur.com/Image-Processing-.html>). Для контроля стабильности системы в каждую ночь наблюдений были также получены спектры стандартных звезд, изображение плоского поля и спектр сравнения. Для редукции длин волн был использован спектр дневного неба и спектр лампы ThAr. По отобранным линиям спектра стандартных звезд и спектра дневного света регулярно измерялись спектральные параметры линий. Систематические измерения избранных линий показывают, что при разрешении $R \sim 14000$ полуширины FWHM одиночных атмосферных линий показывают хорошую стабильность в пределах стандартного отклонения ± 0.04 Å.

Оценка инструментального контура для спектрографа MUAGS была выполнена по спектральным линиям спектра сравнения в синей и красной части, которые получились 0.36 Å и 0.44 Å соответственно. Среднее значение инструментального контура по интенсивной линии аргона λ 6032.124 Å получилось 0.44 ± 0.04 Å, что может быть принято за верхний предел этого параметра [18]. Полуширина инструментального контура для спектрографа ShaFES была примерно вдвое меньше.

По спектрограммам стандартных звезд HR7300 (G8II-III) и HR 7794 (G8III-IV), полученных в одинаковых условиях, было показано, что по результатам 14 ночей наблюдений среднеквадратичное отклонение значений эквивалентных ширин меняется от 12% до 3.5% для линий со средним значением EW от 0.05 Å до 0.5 Å, соответственно. Наши измерения показали, что средняя ошибка измерений параметра EW центральной эмиссии в линии H α не превосходит 5%.

Учитывая сложность структуры измеряемых линий при измерении лучевых скоростей (RV), мы применили кросс-корреляционный метод. При таком измерении выделенный участок профиля сглаживается кубическим сплайном, и профиль накладывается на его зеркальное изображение, которое создается программой после сглаживания. При наложении этих профилей с

помощью сдвига качество полученного совмещения контролировалось коэффициентом корреляции. Контрольное измерение лучевых скоростей по различным стандартным звездам показало высокую степень совпадения измеренных значений RV с данными из каталога в пределах ошибок измерений ± 3 км/с. Систематическое различие в наших измерениях RV по стандартным звездам в пределах ошибок измерений не обнаруживалось. Лучевые скорости по спектрам спектрографа ShaFES были измерены с точностью около ± 1 км/с.

Серия наблюдений звезды-стандарта, выполненная в течение одной ночи в разных положениях телескопа, показала, что максимальное отклонение смещений отдельных спектральных линий не превосходит ошибки измерений. Контрольные измерения лучевых скоростей звезд-стандартов в разные ночи также показали хорошую стабильность в пределах ошибок.

Журнал наблюдений приводится в табл. 1, где в столбцах слева направо дается интервал даты наблюдений в каждом году, N — общее количество полученных спектрограмм, количество ночей наблюдений в году, характерное время накопления в секундах, отношение сигнала к шуму S/N около линии H α , тип спектрографа и спектральное разрешение. Общее время наблюдений составило 58 ночей. Каждая пара спектров, полученных за отдельные ночи, была усреднена. В 2012 г. наблюдения не были проведены из-за ремонта 2 м телескопа. В некоторые ночи были получены 2–3 пары спектрограмм звезды, по ним измеренные параметры также усреднялись за каждую ночь наблюдений.

На основе полученного материала были измерены спектральные параметры наиболее сильных спектральных линий: эквивалентные ширины EW, полуширины FWHM, центральные глубины, определенные как $R_\lambda = 1 - r_\lambda$, где $r_\lambda = I/I_0$ — центральная остаточная интенсивность, и гелиоцентрические лучевые скорости RV линий водорода H α , H β , дублета Na I D1, D2, He I λ 5876 Å, а также DIB $\lambda\lambda$ 5780, 5797 Å. Часть полученных измерений была опубликована в работах [18, 19].

3. ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЛИНИЙ

3.1. Линии H α и H β

Как было показано в работах [18, 19], яркая линия H α в спектре объекта имеет эмиссионный профиль с двумя пиками. В некоторые даты они сливаются в одиночный пик.

На рис. 1 приведены графики изменений эквивалентных ширин EW и лучевых скоростей RV линии H α по всем спектрам, полученным к настоящему времени. Значения EW показывают переменность с разбросом примерно в ± 2 Å около среднего значения 13 Å, однако в один из сезонов

Таблица 1. Журнал наблюдений звезды IL Cep

Дата наблюдений	N	Кол-во ночей	Экспозиция, секунды	S/N у H α	Спектрограф	$R = \lambda/\Delta\lambda$
12.08.2006–19.08.2006	8	4	1500	100	MUAGS	14000
20.08.2007	2	1	2400	110	MUAGS	14000
04.08.2008–25.08.2008	10	5	1800	110	MUAGS	14000
08.07.2009–25.10.2009	22	11	2600	95	MUAGS	14000
01.08.2010–16.11.2010	24	12	3600	120	MUAGS	14000
07.11.2011	2	1	3600	110	MUAGS	14000
25.08.2013–17.10.2013	12	6	2400	90	MUAGS	14000
24.07.2014–28.08.2014	14	7	3600	115	MUAGS	14000
20.06.2015–06.09.2015	16	8	3600	110	MUAGS	14000
13.07.2016–19.08.2016	4	2	3600	90	ShAFES	28000
28.07.2017	2	1	3600	80	ShAFES	28000

в 2014 г. эта величина уменьшилась до 7 Å (рис. 1, левая панель). Лучевые скорости RV изменяются со временем совсем по-другому. В данном случае под величиной RV подразумевается бисекторная скорость эмиссионного профиля на уровне половины интенсивности от ее максимального значения. Плавное вековое изменение RV имеет характер фрагмента синусоиды (рис. 1, правая панель) и наблюдается в пределах от -50 до +10 км/с. Мы можем подозревать, что подобная переменность связана с орбитальным движением компонентов двойной системы. Это предположение будет проверено в следующих разделах данной статьи.

На рис. 2 приведено временное изменение полуширин FWHM эмиссии H α . Как видно, наблюдаются сезонные вариации этого параметра, но не выявляется синхронность с изменениями параметров EW и RV (рис. 1). Это свидетельствует об изменениях не только интенсивности и лучевой скорости линии, но и о сложных структурных изменениях формы ее профиля от сезона к сезону.

Эмиссионный профиль линии H β имеет два уверенно разделенных компонента, которые накладываются на широкие фотосферные крылья. Мы измерили RV у каждого из двух отдельных компонентов. Из-за более низкого уровня сигнала к шуму около H β ошибки измерений были примерно вдвое больше, чем для линии H α . Несмотря на это, среднегодовые значения бисекторных лучевых скоростей отдельных эмиссионных компонентов линии H β показали плавное многолетнее изменение, синхронное с подобным изменением в линии H α . На левой панели рис. 3 показаны временные изменения RV двух отдельных компонентов линии H β . Как видно из рисунка, их значения меняются практически синхронно и с одинаковой амплитудой. Лучевые скорости по отдельным компонентам показывают высокую степень корреляции, $r = 0.80 \pm 0.086$ (рис. 3, справа). Корреляция имеет коэффициент достоверности 93% по Спирману.

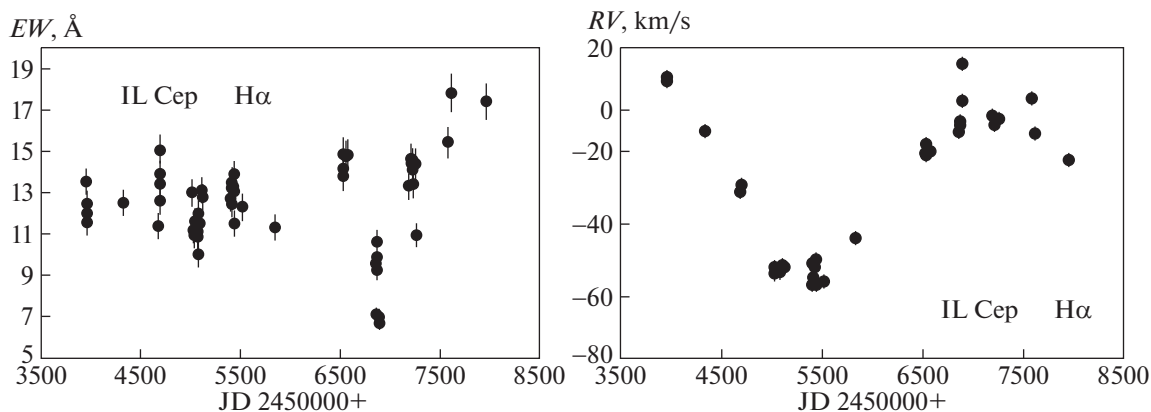


Рис. 1. Изменение со временем EW (слева) и RV (справа) эмиссионной линии H α .

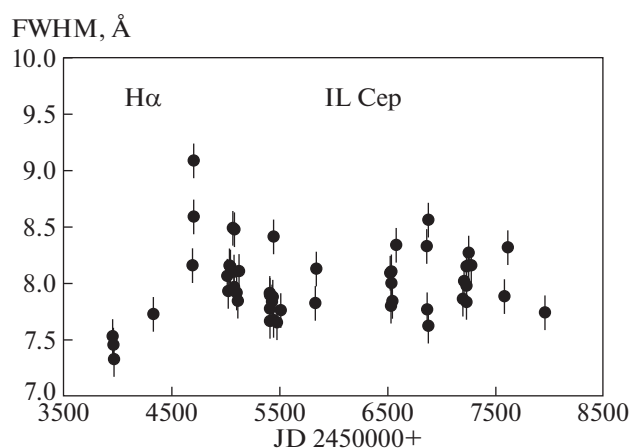


Рис. 2. Изменение со временем параметра FWHM эмиссионной линии $H\alpha$.

Можно сделать вывод, что поведение параметров линии $H\beta$ во времени, в целом, аналогично изменению параметров линии $H\alpha$, а наблюдающиеся различия связаны только с разным отношением сигнал/шум.

Для проверки двойственности объекта обычно используют абсорбционные спектральные линии, формирующиеся в атмосфере звезды. К сожалению, в полученном нами диапазоне спектра звезды не наблюдаются чистые абсорбционные линии фотосферы, чтобы по ним измерить лучевые скорости отдельных компонентов системы. Наиболее сильными абсорбционными линиями в спектре звезды в диапазоне $\lambda 4700$ – 6700 Å являют-

ся линии $He I \lambda 4922, 5876$ Å, D1, D2 Na I и полосы межзвездного поглощения DIB $5780, 5796$ Å [19].

3.2. Линии нейтрального гелия $He \lambda 4922$ и 5876 Å

Как показано в работах [27] и [28], линия $He I \lambda 5876$ Å в спектре II Cep A имеет сложную многокомпонентную структуру и, возможно, содержит скрытый эмиссионный компонент. На рис. 4 показано изменение параметров RV и EW линий $He \lambda 4922$ и 5876 Å со временем. Линии $He I$ у молодых звезд могут частично формироваться в ударной волне в зоне дисковой аккреции. Поэтому, если даже в этой линии есть вклад в RV за счет орбитального движения главного компонента, то этот вклад выделить по сложной структуре линии невозможно.

3.3. Резонансный дублет нейтрального натрия DNa I

Линии D1, D2 Na I показывают незначительную переменность, они частично формируются в околозвездном диске, а их узкие компоненты – в межзвездной среде [18]. По узким компонентам линий D1 и D2 было получено среднее значение лучевых скоростей: -11.7 ± 1.9 км/с и -11.9 ± 1.6 км/с соответственно. Такие же значения RV были получены нами для полос межзвездного поглощения (Diffuse Interstellar Bands) DIB $\lambda 5780, 5796$ Å [18]. По данным [29] для II Cep лучевая скорость по околозвездным линиям CO равна -10 км/с, что хорошо согласуется с нашими данными как по резонансным линиям нейтрального натрия, так и ионизованного кальция. Эта величина

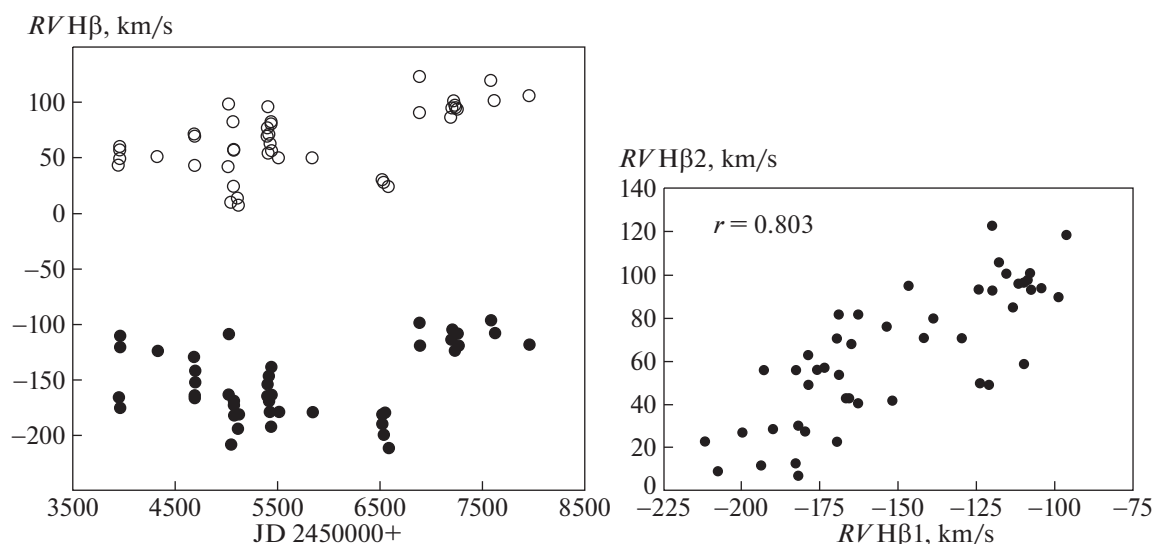


Рис. 3. Левая панель: изменение бисекторной лучевой скорости эмиссионных компонентов линии $H\beta$. Темные кружки – синий компонент, светлые кружки – красный компонент. Правая панель: зависимость лучевых скоростей синего ($RVH\beta_1$) и красного ($RVH\beta_2$) компонентов.

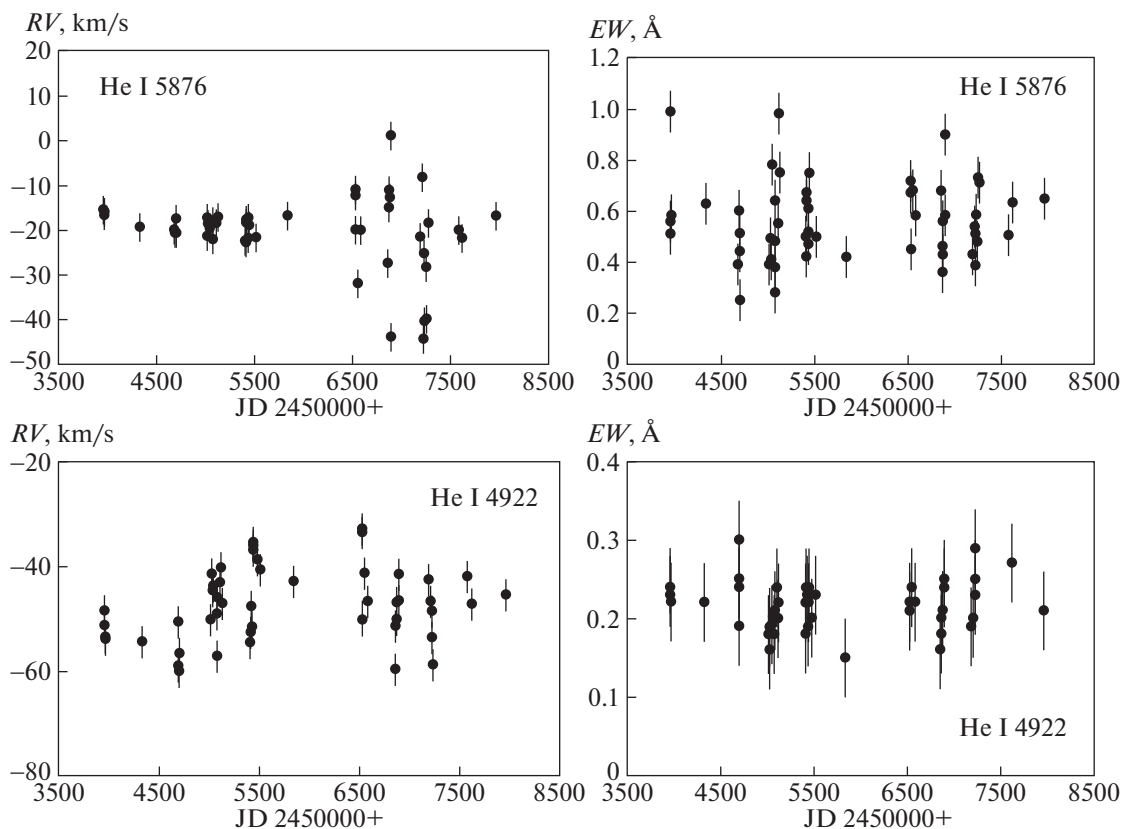


Рис. 4. Изменение со временем RV (слева) и EW (справа) линий He I $\lambda 4922$ и 5876 \AA . Вертикальные бары показывают уровень средней ошибки измерений параметров.

должна быть связана со скоростью межзвездных облаков в окрестности объекта.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОРБИТЫ II СЕР

Для выяснения вопроса, является ли II Сер двойной или кратной системой, нами были дополнительно измерены бисекторные лучевые скорости по эмиссионному профилю H α на уровнях $1.00I_c$, $1.25I_c$, $1.50I_c$, $1.75I_c$, $2.00I_c$, где I_c – интенсивность континуума. Мы исходили из предположения, что на уровнях интенсивности, близких к уровню непрерывного спектра, эмиссионные крылья формируются во внутренних слоях аккреционного диска, имеющего осевую симметрию относительно центра звезды. Поэтому величина V_{bis} должна соответствовать лучевой скорости самой звезды. Такое предположение было использовано, в частности, в статье Погодина и др. [30], посвященной определению орбитальных элементов спектрально-двойной звезды Ве Хербига HD200775.

Наши измерения лучевых скоростей на разных уровнях интенсивности показали, что наилучшее согласие по полученным кривым V_{bis} получено на уровне интенсивности от $1.00I_c$ до $1.50I_c$. При бо-

лее высоких уровнях интенсивности разброс точек значительно увеличивается. На рис. 5 приводится полученная кривая лучевых скоростей на трех разных уровнях интенсивности – $1.00I_c$, $1.50I_c$ и $1.75I_c$. Как видно на рисунке, разброс точек по отдельным сезонам наблюдений составляет от 10 до 15 км/с. Но среднегодовое значение V_{bis} плавно меняется от +5 до –80 км/с.

Метод наших расчетов основан на сравнении наблюдаемой фазовой кривой для предварительно определенного значения орбитального периода P с теоретической кривой для орбитального движения:

$$V_r = K[e \cos(\omega) + \cos(\theta + \omega)] + \gamma, \quad (1)$$

где K – полуамплитуда изменения V_r , e – эксцентриситет, ω – положение периастра, γ – лучевая скорость центра тяжести системы, а θ – истинная аномалия.

Истинная аномалия может быть разложена в ряд по степеням эксцентриситета по известной формуле:

$$\theta = M + 2e \sin(M) + 1.25e^2 \sin(2M) - 4/3e^3 \sin(M)[1 - 13/4 \cos^2(M)] + \dots, \quad (2)$$

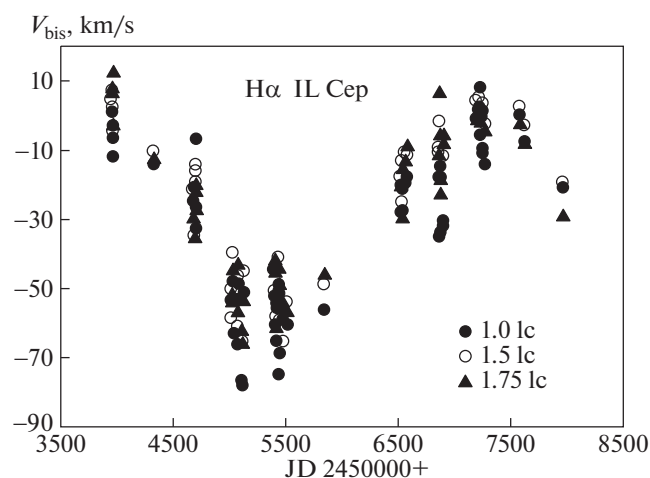


Рис. 5. Кривые лучевых скоростей по линии $H\alpha$ на разных уровнях интенсивности: темные кружки $1.0I_c$, светлые кружки $1.5I_c$ и треугольники $1.75I_c$.

где $M = 2\pi(\Phi + \Phi_0)$ – средняя аномалия, Φ – фаза орбитального движения ($\Phi \in [0,1]$), а Φ_0 – фазовый сдвиг между теоретической и наблюдаемой кривыми V_r , определяемый при расчетах. При небольших значениях эксцентриситета бывает достаточно двух-трех первых членов разложения. Успешное применение данного метода было продемонстрировано, в частности, в работах [31, 32]).

Аппроксимация наблюдаемой фазовой кривой с теоретической осуществляется путем минимизации суммы квадратов невязок для разных значений орбитальных элементов. При вычислениях каждого орбитального параметра использовался метод последовательных итераций, когда вначале фиксируются значения всех параметров, кроме одного, значение которого и определяется на данном этапе. После этого выбирается уже следующий параметр и уточняется его значение. На каждом этапе вычислений фиксированными значениями для остальных параметров становятся те, что были сосчитаны на предыдущих этапах. Процесс повторяется “по кругу” до наступления сходимости, то есть когда сумма квадратов невязок достигает минимума. Окончательный набор параметров орбиты, полученный при такой процедуре, и будет решением. При: а) малом эксцентриситете и б) удачном выборе начальных значений определяемых параметров сходимость наступает достаточно быстро (3–4 цикла итераций).

На следующем этапе производится минимизация суммы невязок уже для разных значений орбитального периода P , что позволяет его существенно уточнить.

В итоге, мы получили величину периода $P = 3550 \pm 28$ суток и полуамплитуду орбитальной скорости $K = 28.8 \pm 1.1$ км/с. На рис. 6 синусоидой

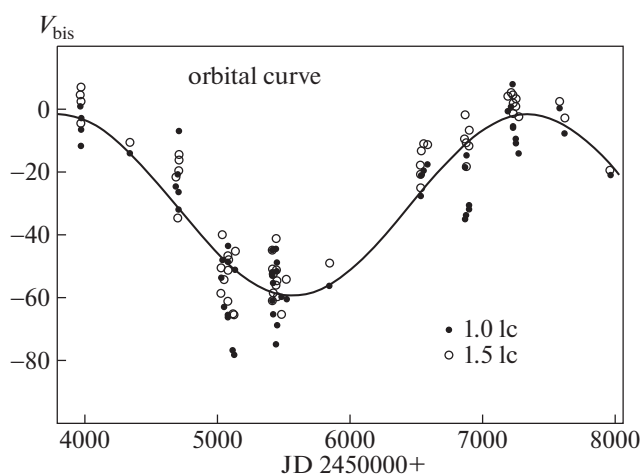


Рис. 6. Аппроксимация наблюдательных данных с помощью теоретической кривой лучевых скоростей для данных двух разных уровней интенсивности, точки – $1.0I_c$, кружки – $1.5I_c$.

приводится теоретическая орбитальная кривая лучевых скоростей для значений V_{bis} на уровне $1.0I_c$ и $1.5I_c$. Данные наблюдений наилучшим образом аппроксимируются представленной теоретической кривой лучевых скоростей. Для двух значений уровня интенсивности $1.0I_c$ и $1.5I_c$ мы получили элементы орбиты системы, которые приводятся в табл. 2.

Здесь P – период, K – полуамплитуда, γ – лучевая скорость центра тяжести системы, e – эксцентриситет, $a_2 \sin i$ – большая полуось орбиты и T_0 – момент перехода кривой через скорость гамма. Точность орбитальных элементов вычислялась как ошибка арифметического среднего из сравнения величин, полученных для уровней $1.0I_c$ и $1.5I_c$.

Для оценки масс компонентов можно воспользоваться стандартным уравнением для функции масс:

$$f(m) = \frac{K^3 P}{2\pi G}, \quad (3)$$

приняв $\sin i = 1$, $e = 0$. Здесь K – амплитуда, P – период, G – постоянная гравитации. Она получи-

Таблица 2. Элементы орбиты IL Cep A

Орбитальные элементы	$1.0I_c$	$1.5I_c$	Среднее
P_{orb} (days)	3570	3530	3550 ± 28
K (km/s)	28.0	29.6	28.8 ± 1.1
γ (km/s)	-33.3	-27.5	-30.3 ± 4.1
e	0	0	0
$a_2 \sin i$ (a.e.)			9.5
$T_0 = JD 2450000+$	2921	2885	2903 ± 25

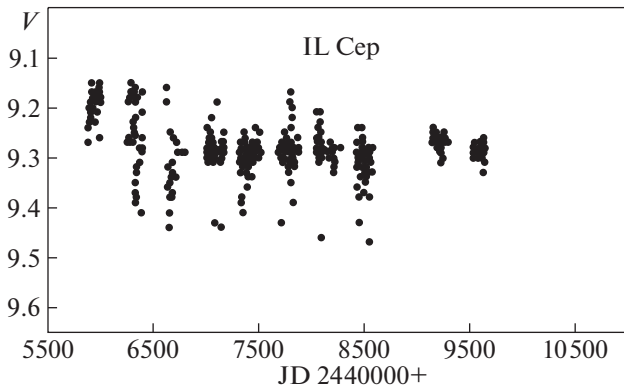


Рис. 7. Сводная V-кривая блеска звезды за 13 лет наблюдений.

лась равной $8.7 M_{\odot}$, что хорошо согласуется с результатом для функции масс, приведенным в [19]. Ошибка этой оценки не превосходит 8%, учитывая точность величин K и P из табл. 2. Известно, что:

$$\frac{M_2^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{K_1^3 P}{2\pi G}, \quad \frac{M_1^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{K_2^3 P}{2\pi G}. \quad (4)$$

Тогда, если считать, что изменения RV относятся к оболочке главного (массивного) компонента класса В, оценка массы второго компонента M_2 , вычисленная из следующего выражения, оказывается аномально высокой, больше 30 масс Солнца:

$$M_2/M_{\odot} = 8.7(M_1/M_2 + 1)^2, \quad (5)$$

так как $M_1/M_2 \geq 1$. Если изменения K относятся к оболочке менее массивного компонента, то из формулы

$$M_1/M_{\odot} = 8.7(M_2/M_1 + 1)^2 \quad (6)$$

следует, что масса главного компонента не может быть меньше $8.7 M_{\odot}$. Типичная масса звезды В2 – $10 M_{\odot}$ [33]. При этом масса второго компонента оказывается $0.7 M_{\odot}$. Если допустить, что масса главного компонента $15 M_{\odot}$, то M_2 получается уже $4.6 M_{\odot}$.

Как будет показано ниже, в работе [11] приведены данные, показывающие, что главный компонент может сам представлять из себя двойную систему, включающую две звезды класса В с более коротким орбитальным периодом и общей массой компонентов порядка 15 и более масс Солнца. Существование маломассивного компонента с подобной массой вполне реально, это должна быть звезда типа Т Таурі или Ae звезда Хербига.

Мы можем также оценить расстояние от этой звезды до центра масс системы:

$$a \sin i = \frac{KP}{2\pi}. \quad (7)$$

То есть даже при $\sin i = 1$ расстояние будет порядка 9.5 а.е.

Предположение же, что мы можем наблюдать две оболочки – по одной у каждого из компонентов – не подтверждается наблюдениями. В этом случае полуширина эмиссионного профиля линий $H\alpha$ и $H\beta$ должна была бы изменяться циклически с периодом, равным $P_{\text{orb}}/2$, а этого не наблюдается. Высокоамплитудная переменность этой величины наблюдается в $H\alpha$, но она носит совсем иной характер и, по-видимому, не связана с орбитальным движением (см. рис. 2).

5. ФОТОМЕТРИЯ IL Cep A

Наиболее продолжительные фотометрические $UBVR$ наблюдения звезды IL Cep были выполнены в рамках программы РОТОР, которые приведены в архиве данных (<http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?J/A+A/461/183>) (см., например, Хербст и др. [34]). Для анализа фотометрических характеристик мы использовали около 700 измерений звезды в фильтрах $UBVR$. Все наблюдения были выполнены на 0.6 м и 0.48 м телескопах с одноканальным фотометром, работающим с фотоэлектромножителем в режиме счета фотонов. Поскольку звезда IL Cep A ($V = 9.3^m$) содержит визуальный компонент IL Cep B, при наблюдениях на телескопах с малой апертурой эти компоненты не могут быть измерены по раздельности. По данным [35] IL Cep B имеет визуальный блеск $V = 13.62^m$. Это свидетельствует о том, что вклад излучения менее яркого компонента на суммарный блеск системы в визуальной области является незначительным.

На рис. 7 приводится V-кривая блеска системы по всем наблюдениям. Как видно, во всех 11 сезонах наблюдений обнаруживается значительный разброс около среднего значения. Общий интервал переменности в полосе V составляет $9.0^m - 9.4^m$. Кроме того, наблюдается многолетний тренд по среднегодовым значениям блеска.

Мы проверили существование 3550-дневного спектрального периода в изменении блеска. Для этого нами были усреднены все измерения по отдельным сезонам наблюдений и было вычислено их среднеквадратичное отклонение от среднего. Как показано в работе [34], типичные ошибки измерений для отдельных полос составляют около $\pm 0.01^m$. При этом среднеквадратичное отклонение от среднего в отдельные сезоны показывает интервал реальных изменений блеска в данном сезоне. Изменение блеска за год составляло от

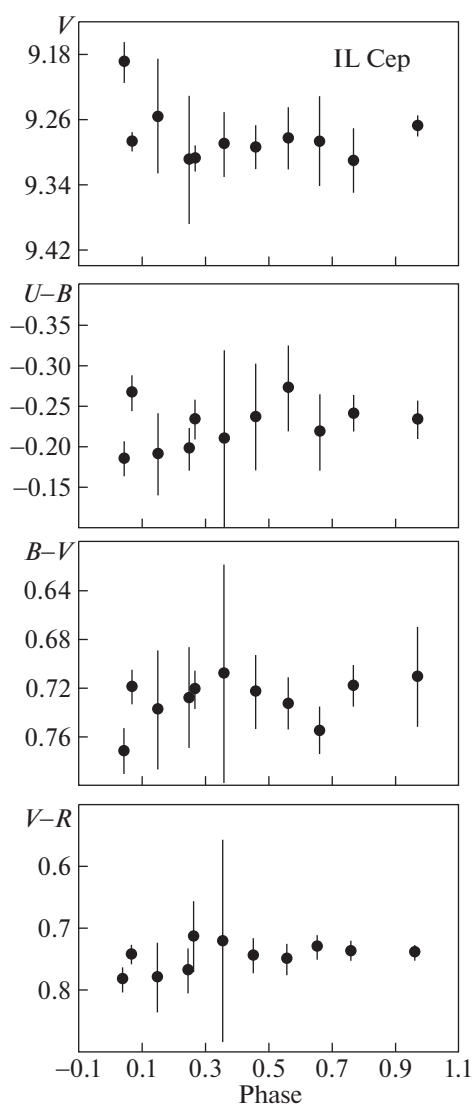


Рис. 8. Фазовая V -кривая блеска и цветов $U-B$, $B-V$ и $V-R$ звезды IL Cep. Вертикальные бары указывают величину стандартного отклонения от среднего в отдельные сезоны наблюдений.

0.15 до 0.4 по разным сезонам. Поскольку общий интервал времени (13 лет) наблюдений больше, чем значение периода спектральной орбиты, представляет интерес проверить существование такого же периода в изменении блеска звезды. На рис. 8 приводятся среднегодовая фазовая V -кривая блеска и показатели цвета $U-B$, $B-V$ и $V-R$. Фазы были вычислены по элементам $Vr(\gamma) = JD\ 2452903 + 3550E$, где $JD\ 2452903$ – дата пересечения кривой лучевых скоростей γ -скорости в дату, когда она растёт. Поскольку эксцентриситет близок к нулю, значение γ -скорости совпадает с линией полусуммы значений минимума и максимума на кривой лучевых скоростей, которую кривая лучевых скоростей пересекает дважды за период.

Если угол наклона плоскости орбиты к лучу зрения ($90^\circ - i$) достаточно мал (ориентация “edge-on”), то мы могли бы ожидать взаимное затмение компонентов при переходе кривой изменения орбитальной лучевой скорости через точку γ . Это проявилось бы на кривой блеска в виде фотометрического минимума. Как видно из рис. 8, ни на одной из диаграмм по блеску и цветам эффект затмения явно не выявляется. Это свидетельствует о том, что для данной системы величина $90^\circ - i$ достаточно велика и луч зрения достаточно близок к нормали плоскости орбиты. Заметим, что в работе Гринина и др. [23] по структуре профиля линий водорода $H\alpha$ и $H\beta$ наклон плоскости диска к оси вращения был оценен около $40^\circ - 50^\circ$.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Спектральные наблюдения звезды типа Ве Хербига IL CepA за последние годы подтвердили наше предположение о том, что звезда является спектрально-двойной системой [19]. Мы впервые установили плавное изменение лучевых скоростей эмиссионных линий водорода $H\alpha$ и $H\beta$. При этом полуширина эмиссии $H\alpha$ не показывает периодических изменений. Это свидетельствует о том, что наблюдаемая эмиссия формируется в околозвездном диске, который принадлежит только одному из компонентов системы.

Еще в [18, 19] было показано, что линия $HeI\ \lambda 5876\text{\AA}$ имеет сезонные изменения лучевых скоростей и эквивалентных ширин, превосходящие ошибки измерений. Однако эти изменения не показывают определенной закономерности. Линии $D1, D2\ NaI$ и $D1B\ \lambda 5780, 5796\text{\AA}$ продемонстрировали относительно высокую степень стабильности. Небольшие вариации лучевых скоростей линий $D\ NaI$ свидетельствуют, что часть этих линий формируется в дисковом ветре. По-видимому, значения RV узких компонентов этих линий соответствует скорости межзвездных облаков, окружающих систему: $-11.8 \pm 2.0\text{ км/с}$. Это также хорошо согласуется с данными [10] по межзвездной линии $CaII$ и с данными [29].

Исходя из вышеприведенных результатов, следуя [30], мы построили зависимости RV для эмиссионной линии $H\alpha$ на разных уровнях интенсивности. Наиболее стабильные кривые получены на уровне интенсивности $1.0 I_c - 1.5 I_c$. Используя метод, описанный в работах [31, 32], мы определили орбитальные элементы системы. Анализ полученного значения функции массы системы показал, что в случае, если масса первичного компонента равна $10 - 15 M_\odot$, то второй компонент, по эмиссионным крыльям которого было обнаружено орбитальное движение, будет иметь массу $0.7 - 4.6 M_\odot$.

Было бы интересно сравнить полученный нами результат с результатами других работ, где также исследовалась возможная двойственность II Сер.

Одна из них – это работа Вилрайта и др. [7]. Авторам удалось разделить спектры двух близких компонентов II Сер А, находящихся на расстоянии $0.44''$. Они получили довольно близкие оценки спектрального класса обоих компонентов: V3 и V4 (см. Введение). При этом разность в величинах блеска оказалась достаточно большой – $\Delta V = 3.5$ звездной величины, хотя по светимости компоненты не должны были бы значительно отличаться. Это означает, что оба компонента по-разному удалены от наблюдателя. Учитывая, что расстояние до II Сер А оценивается в 720 пк, расстояние между компонентами системы должно быть более 300 а.е. только в картинной плоскости. Можно сделать вывод, что система из этих двух звезд слишком разнесена в пространстве, чтобы быть гравитационно связанной. По-видимому, они не составляют физически двойную систему.

В работе Алесиан и др. [11] для анализа спектральных особенностей большой группы Ae/Be звезд Хербига был применен высокоточный LSD метод, позволяющий получить усредненный профиль фотосферной линии на основе нескольких сот отдельных линий. Разумеется, точность этого метода значительно превосходит точность анализа по отдельным линиям. Авторам удалось по данным трех ночей наблюдений показать, что спектр II Сер А можно представить как составной из спектров двух звезд близкой светимости, демонстрирующих сдвиги по лучевым скоростям в разные даты наблюдений на временном масштабе в несколько месяцев. Такие сдвиги могли бы свидетельствовать о двойственности яркого компонента. Мы проанализировали, может ли эта двойственность быть связанной с найденным нами орбитальным решением.

В работе [11] была проведена аппроксимация профилей фотосферных линий, полученных в три даты наблюдений, модельными профилями двух звезд. Между первой и второй датой прошло около 6 мес. Между второй и третьей датой – около 11 мес. На рис. А47 в [11] видно, что первые две даты соответствуют приблизительно одной фазе предполагаемого орбитального движения двух звезд класса V3 и V4, причем более мелкий профиль имеет лучевую скорость порядка -120 км/с, а второй, более глубокий – около $+20$ км/с. При этом во вторую дату обе звезды продолжали удаляться друг от друга. В третью дату оба профиля почти совместились по лучевой скорости (около -30 км/с), но уже начали снова расходиться, проскочив точку “ γ ” (мелкий профиль сместился в более красную сторону). Эта величина (-30 км/с) хорошо согласуется с величиной γ , полученной в нашей работе, но период орбитального движения

оказывается совсем другим. При эксцентриситете, близком к нулю, время между максимальным разведением компонентов и их последующим совмещением на скорости γ (между второй и третьей датой) составляет менее 11 мес. То есть период орбитального движения двух В-звезд не должен превышать 4 лет. При таком периоде две первые даты, разделенные на 6 мес, также никак не могли бы соответствовать близким фазам орбитального движения В-звезд. Мы предполагаем, что орбитальный период этих звезд гораздо более короток, а три даты наблюдений попали на разные орбитальные фазы случайным образом. Орбитальные скорости обоих компонентов достаточно большие (не менее 50 и 70 км/с для, соответственно, более и менее массивного компонента). Отсюда отношение масс компонентов $7/5$ хорошо соответствует ожидаемым массам звезд класса V3 и V4. Однако такие скорости существенно превышают скорость нашего орбитального решения (29 км/с), и при этом они никак не проявились во временных изменениях наблюдаемых эмиссионных профилей II Сер. Мы сделали очередное предположение, что орбитальный период этой внутренней двойной системы может быть очень мал – порядка нескольких дней, а сама система окружена общей газовой оболочкой, которая дает эмиссионные профили линий, не изменяющиеся при орбитальном движении ни В-компонентов внутренней системы, ни удаленного маломассивного компонента, обнаруженного в нашей работе. Существование подобных “circumbinary” оболочек подтверждается, в частности, в работе Дунхила и др. [38], при этом индивидуальные околозвездные диски у каждого компонента не формируются. Маломассивная же звезда имеет свою собственную оболочку, ответственную за появление переменного компонента эмиссионных профилей, орбитальное движение которой и позволило определить элементы ее орбиты.

Анализ скоростей красной и голубой границ эмиссионного профиля H α , измеренных в нашей работе, показал, что ширина эмиссионных крыльев составляет 445 ± 20 км/с, что соответствует первой космической скорости для Солнца. Эта величина правдоподобна для эмиссионных линий звезды типа T Tauri или Ae звезд Хербига, где отношение M/R может быть примерно таким же, как у Солнца. В то же время профили эмиссионных линий, образующихся в общей оболочке массивной внутренней двойной системы, должны быть гораздо уже, так как радиус внешней оболочки может достигать 1 а.е. [38]. Тогда при массе системы около 10–15 масс Солнца, мы получим скорость вращения дискообразной оболочки примерно 0.2–0.3 от первой космической скорости для Солнца. Поэтому примененный нами метод определения элементов орбиты по самым

удаленным крыльям эмиссионного профиля Но вполне оправдан.

Следует отметить, что звезда типа Т Тау γ достаточно удалена от внутренней системы В-звезд, что не приводит к появлению неустойчивостей в общей кратной системе, а ее малая масса слабо влияет на орбитальную скорость центра масс внутренней системы, масса которой вполне может соответствовать массе в 15–17 масс Солнца, не нарушая таким образом общий результат наших расчетов. Существование внутренней двойной системы с собственными относительно неизменяющимися эмиссионными профилями позволяет также объяснить факт аномально высокой эквивалентной ширины наблюдаемых эмиссионных профилей линий, если бы оболочка присутствовала только у маломассивного компонента. Сложная картина переменности, наблюдаемая в центральных частях профилей эмиссионных бальмеровских линий (см. [19]), может свидетельствовать об активных процессах в общей кратной системе II Сер, но для их детального исследования не хватает имеющихся данных наблюдений.

Однако трех точек недостаточно для восстановления орбитальной кривой внутренней системы, состоящей из двух В-звезд. Для анализа признаков дополнительной двойственности самого массивного компонента требуется длительный ряд наблюдений с использованием таких точных методов, как LSD.

В результате, нам удалось на основе длительных наблюдений обнаружить маломассивный компонент, ответственный за циклическую переменность линий околозвездной оболочки.

Анализ многолетних фотометрических изменений блеска и колор-индексов показал, что блеск в V-полосе, а также показатели цвета U–V, B–V значительно меняются в отдельные сезоны наблюдений, но при этом их переменность не показывает заметной связи с фазой орбитального движения системы. Это подтверждает, что объект не является затменной переменной, и орбита системы наклонена к лучу зрения под достаточно большим углом. Среднее значение показателя цвета B–V около 0.75 (см. также [16, 21]) и величина $R = 3.1$ (характерная для комплекса Cen OB3 [36]) позволяют оценить коэффициент ослабления $A_v = 2.91$ (принимая $(B-V)_0 = -0.22$ [37]) и избыток цвета $E(B-V) = 0.94$. Тогда абсолютная и болометрическая светимости будут $M_v = -2.9$, $M_{bol} = -5.25$ и светимость $\log(L/L_\odot) = 4.1$. Это типично для звезд класса В [37] на стадии до ГП с массой около 10–15 M_\odot . Как уже отмечалось выше, для вторичного компонента была оценена масса порядка 0.7–4.6 M_\odot , и он, по-видимому, является звездой типа Т Тельца или Ae звездой Хербига.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Фонда развития науки при Президенте Азербайджанской Республики (грант Grant No EIF-BGM-4-RFTF-1/2017-21/07/1). Один из авторов (М.А. Погодин) благодарит также РФФИ (грант № 18-52-06004_Аз) за финансовую поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. H. Herbig, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **4**, 337 (1960).
2. P. S. The, D. de Winter, and M. R. Perez, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **104**, 315 (1994).
3. S. L. A. Vieira, W. J. B. Corradi, S. H. P. Alencar, et al., *Astron. J.* **126**, 2971 (2003).
4. C. A. Grady, B. F. Woodgate, C. W. Bowers, et al., *Astrophys. J.* **630**, 958 (2005).
5. M. Fukagawa, M. Hayashi, M. Tamura, et al., *Astrophys. J.* **605**, L53 (2004).
6. N. Pirzkal, E. J. Spillar, and H. M. Dyck, *Astrophys. J.* **481**, 392 (1997).
7. H. E. Wheelwright, R. D. Oudmaijer, and S. P. Goodwin, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **401**, 1199 (2010).
8. G. E. Assousa, W. Herbst, and K. C. Turner, *Astrophys. J.* **218**, L13 (1977).
9. D. Peter, M. Feldt, Th. Henning, and F. Hormuth, *Astron. and Astrophys.* **538**, A74 (2012).
10. C. D. Garmany, *Astron. J.* **78**, 185 (1973).
11. E. Alesian, G. A. Wade, C. Catala, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **429**, 1001 (2013).
12. D. L. Crawford and J. V. Barnes, *Astron. J.* **75**, 952 (1970).
13. G. Hill, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **14**, 263 (1967).
14. N. N. Samus, O. V. Durlevich, E. V. Kazarovets, et al., *GCVS database (Version 2012)*.
15. G. Hill and R. W. Hilditch, *Publ. Dom. Astrophys. Observ.* **15**, 1 (1976).
16. S. Yu. Mel'nikov, V. S. Shevchenko, K. N. Grankin, et al., *Astronomy Reports* **40**, 350 (1996).
17. U. Finkenzeller, *Astron. and Astrophys.* **151**, 340 (1985).
18. N. Z. Ismailov, G. R. Bahaddinova, O. V. Kalilov, and Kh. M. Mikailov, *Astrophys. Bull.* **68**, 196 (2013).
19. N. Z. Ismailov, O. V. Khalilov, and G. R. Bakhaddinova, *Astronomy Reports* **60**, 265 (2016).
20. P. Patel, T. A. A. Sigut, and J. D. Landstreet, *Astrophys. J.* **836**, 214 (2017).
21. U. Finkenzeller and R. Mundt, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **55**, 109 (1984).
22. B. Acke, M. E. van den Ancker, and C. P. Dullemond, *Astron. and Astrophys.* **436**, 209 (2005).
23. V. Grinin, L. Tambovtseva, I. Potravnov, and D. Mkrtichian, *ASP Conf. Ser.* **508**, 185 (2017).
24. Kh. M. Mikailov, V. M. Khalilov, and I. A. Alekberov, *Tsirk. ShAO*, 109, 21 (2005).
25. Г. А. Галазутдинов, *Препринт САО РАН*, 92 (1992).
26. Kh. M. Mikayilov, F. A. Musayev, I. A. Alakbarov, et al., *Astron. J. of Azerbaijan* **12**, 1, (2017).

27. *T. Bohm and C. Catala*, *Astron. and Astrophys.* **301**, 155 (1995).
28. *N. Z. Ismailov, O. V. Khalilov, and G. R. Bahaddinova*, *Odessa Astronomical Publications* **28**, 231 (2015).
29. *T. Liu, H. Zhang, Y. Wu, S.-L. Qin, and M. Miller*, *Astrophys. J.* **734**, 22 (2011).
30. *M. A. Pogodin, A. S. Miroshnichenko, A. E. Tarasov, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **417**, 715 (2004).
31. *M. A. Pogodin, N. A. Drake, E. G. Jilinski, and C. B. Pereira*, *Proc. Symp. IAU* **302**, 315 (2014).
32. *М. А. Погодин, Н. А. Драке, Е. Г. Жилинский и др.*, *Астрофизика*, **62**, 209 (2019).
33. *V. Straizys and G. Kuriliene*, *Astrophys. and Space Sci.* **80**, 353 (1981).
34. *W. Herbst, D. K. Herbst, E. J. Grossman, et al.* *Astron. J.* **108**, 1906 (1994).
35. *E. Hog, C. Fabricius, V. V. Makarov, et al.*, *Astron. Astrophys.* **355**, 27 (2000).
36. *R. F. Garrison*, *Astron. J.* **75**, 1001 (1970).
37. *S. J. Kenyon and L. Hartmann*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **101**, 117 (1995).
38. *A. C. Dunhill, J. Cuadra, and C. Dougados*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **448**, 3545 (2015)

УДК 520.876

АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ СКАНИРОВАНИЯ НЕБА В КОСМИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ “ЛИРА-Б”

© 2020 г. С. В. Жмайлов^{1, *}, М. Е. Прохоров²

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

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

* E-mail: zhmajlovsemen@yandex.ru

Поступила в редакцию 01.09.2019 г.

После доработки 15.10.2019 г.

Принята к публикации 22.10.2019 г.

Космический эксперимент (КЭ) “Ли́ра-Б” – высокоточный многоцветный многократный фотометрический обзор звезд и звездообразных объектов всего неба. Эксперимент будет проводиться с борта российского сегмента Международной космической станции (МКС). Для этого на борту (точнее за бортом) МКС будет установлен 0.5-м телескоп, который будет наблюдать звезды в сканирующем режиме. КЭ “Ли́ра-Б” включен в программу научных экспериментов на МКС достаточно давно. В момент начала разработки КЭ считалось, что МКС будет существовать “вечно”, и на проведение эксперимента будет выделено время, необходимое для его полноценного проведения. Однако сегодня ситуация изменилась. Возможно, в 2025 г. МКС прекратит существование либо как космическая станция в целом, либо в том виде, в каком она сейчас существует. Отсюда возникает задача выполнить весь объем наблюдений в максимально короткий срок, т.е. отыскать оптимальную стратегию сканирования неба, которая обеспечила бы максимальную длительность наблюдений. Кроме того, в работе рассмотрены два связанных вопроса: с какой плотностью будут распределены наблюдения по небу и сколько раз на последовательных орбитальных витках будет наблюдаться точка на небе, попавшая в поле зрения телескопа “Ли́ра-Б”. Этот вопрос важен для исследования переменных звезд, для определения орбит и периодов осевого вращения астероидов, а также для обеспечения заданной точности фотометрии по всему небу.

DOI: 10.31857/S0004629920010107

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Общие сведения о космическом эксперименте

“Ли́ра-Б” – фотометрический космический эксперимент (КЭ), который будет проводиться на МКС. Основная задача КЭ “Ли́ра-Б” – проведение высокоточных многоцветных фотоэлектрических измерений потоков излучения от небесных объектов на всей небесной сфере. Каждый объект должен наблюдаться неоднократно для обеспечения необходимой точности фотометрии, исключения помех и обнаружения возможной переменности блеска звезд. Вспомогательная задача – получение координат небесных объектов с точностью существенно лучше угловой секунды для их последующей идентификации. Попутно решаемая задача – обнаружение и идентификация объектов Солнечной системы.

Проводимые измерения должны охватить все звезды до 16^m включительно и все объекты Солнечной системы до 14^m . Измерения будут проводиться в десяти спектральных полосах, перекры-

вающих диапазон примерно от 200 нм до 1000 нм. Точность однократного измерения предельно слабых объектов должна составлять не менее 10%, а объектов ярче 12^m – 1%. По итогам всего КЭ точность фотометрии предельно слабых переменных звезд должна составить 1%, а ярких – 0.1% соответственно. Результаты КЭ “Ли́ра-Б” дадут ценную информацию о наблюдаемых объектах для астрономических исследований вообще и для астрофизики в частности, а также позволят создавать звездные каталоги для прикладных применений [1, 2].

Более подробно ожидаемая структура данных наблюдений, которые будут получены в КЭ “Ли́ра-Б”, и характеристики этих данных приведены в [3–5]. Эти данные могут быть применены для решения очень широкого круга различных астрофизических и звездно-астрономических проблем, для которых требуется высокоточная фотометрия звезд и звездоподобных объектов, например, для задач, описанных в работах [4, 6–28].

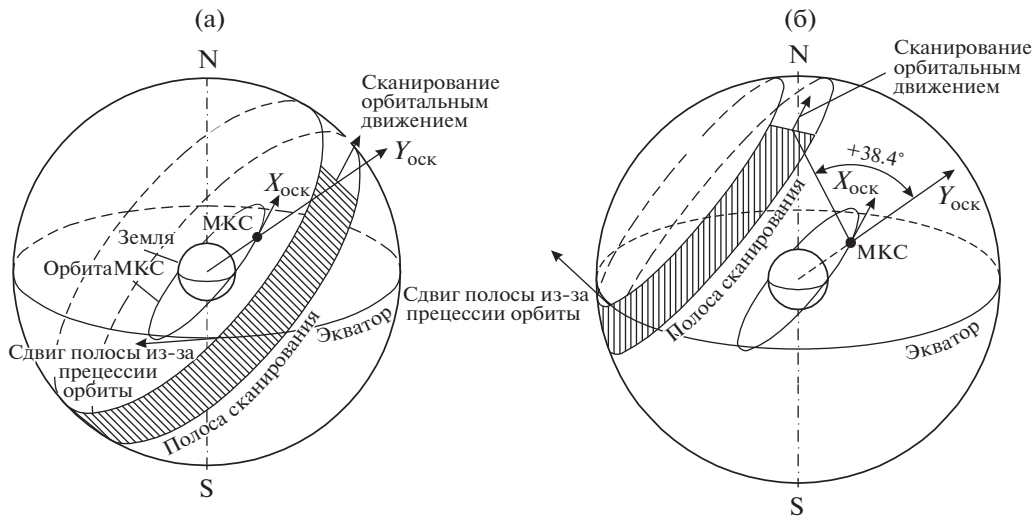


Рис. 1. Основные режимы сканирования неба в космическом эксперименте “Ли́ра-Б”: а) основная ориентация телескопа, когда его ось визирования лежит в плоскости орбиты МКС, б) ось визирования телескопа отклонена на 38.4° к северу, полоса сканирования проходит через северный полюс мира.

1.2. Принципы проведения сканирующего обзора неба с борта МКС

МКС обращается вокруг Земли по низкой круговой орбите в так называемой орбитальной ориентации. Одной стороной она всегда обращена к Земле, и на этой стороне устанавливаются приборы для изучения Земли. Другая сторона всегда обращена в местный зенит. На этой стороне устанавливаются астрономические приборы, в том числе и телескоп “Ли́ра-Б”.

Принцип сканирования всего неба в КЭ “Ли́ра-Б” основан на том, что неподвижный относительно МКС телескоп при полете станции в орбитальной ориентации участвует в двух основных угловых движениях (см. рис. 1а):

- перемещение оси визирования телескопа за счет орбитального движения (обращения) МКС. При этом ось визирования телескопа, направленная в центр полосы сканирования, прочерчивает на небесной сфере большой или малый круг в зависимости от ее ориентации относительно орбитальной плоскости МКС. Поле зрения телескопа “Ли́ра-Б” при этом замечает на небе полосу шириной $w \approx 1^\circ$;
- медленное перемещение полосы сканирования, вызываемое прецессией орбиты МКС в поле тяготения Земли.

Первое из вышеуказанных движений осуществляется с угловой скоростью, равной

$$360^\circ \cos \theta / P_{orb}, \tag{1}$$

где P_{orb} – период орбитального обращения МКС (около 90 минут), а θ – угол между осью визирования телескопа и плоскостью орбиты МКС.

Формально угол θ может изменяться в пределах $\pm 90^\circ$, но для реальных наблюдений имеет смысл изменять его только в пределах $\pm 38.4^\circ$ (см. ниже). Таким образом, скорость сканирования может меняться от 4’/с до 3.1’/с. Сканирование неба ведется только на части каждого орбитального витка МКС; эта доля q зависит от положения Солнца и наклона оси визирования телескопа θ к плоскости орбиты МКС.

Второе движение, связанное с прецессией орбиты МКС, постоянно смещает полосу сканирования примерно на 20’ за орбитальный виток в плоскости экватора Земли (см. рис. 1а) и позволяет охватить наблюдениями часть небесной сферы. Скорость прецессии мала по сравнению со скоростью орбитального движения. Например, при сканировании в плоскости орбиты (угол $\theta = 0^\circ$, см. рис. 1а) за три последовательных орбитальных витка на небесном экваторе происходит смещение плоскости орбиты МКС чуть больше, чем на ширину полосы сканирования (подробнее см. раздел 4).

Поскольку наклонение орбиты МКС (угол между плоскостями орбиты и экватора Земли) составляет $i = 51.6^\circ$, то при оси визирования, лежащей в плоскости орбиты МКС, сканированием охватывается лишь сферический пояс неба $\pm 51.6^\circ$ от экватора, см. рис. 1а (точнее $\pm(i + w/2) = \pm 52.1^\circ$ с учетом ширины полосы сканирования, равной $w \approx 1.0^\circ$). Для обзора околополярных областей небесной сферы необходимо отклонить ось визирования телескопа либо на угол $\theta_0 \equiv 90^\circ - i = 38.4^\circ$, при этом будет сканироваться северный сферический сегмент от $+90^\circ$ до -14° по

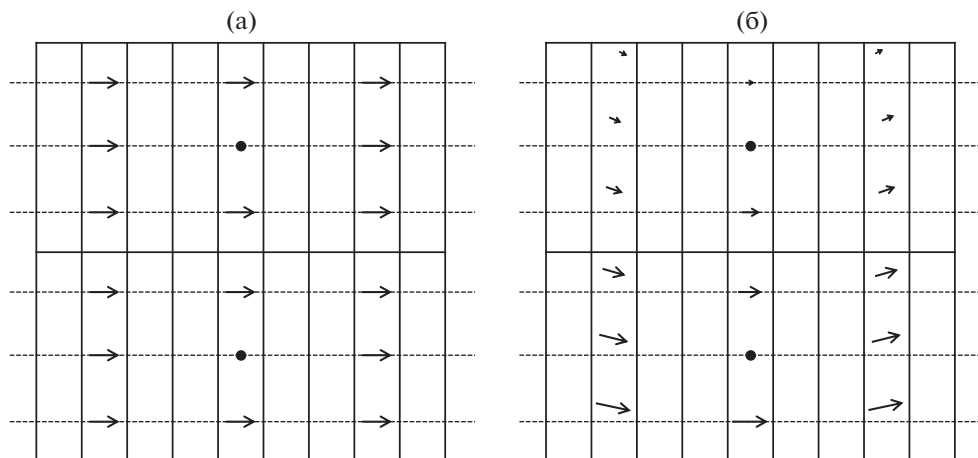


Рис. 2. Прохождение изображений звезд по фокальной плоскости: а) при сканировании неба в плоскости орбиты МКС; б) при полярном сканировании ($\theta = +38.4^\circ$). Черные кружки – центры независимо тактируемых частей фокальной плоскости.

склонению, либо на $-\theta_0$ – для симметричного южного полярного сегмента (рис. 1б). В этих положениях скорость сканирования уменьшается примерно в 1.3 раза (согласно формуле (1)), во столько же раз возрастает время экспозиции объектов (время их прохождения через поле зрения телескопа). Одновременно при полярном сканировании снижается частота попадания звезд в поле зрения телескопа “Ли́ра-Б” [1, 2].

Возможны меньшие по величине отклонения оси визирования телескопа от плоскости орбиты МКС, но при этом некоторая область вокруг полюса будет пропущена (см. раздел 3).

При сканировании неба фоточувствительные матрицы фокальной плоскости работают в режиме временной задержки и накопления (ВЗН), при котором накопленный пакет фотоэлектронов переносится по матрице в том же направлении и с той же скоростью, что и изображения звезд [29].

Проекция фокальной плоскости на небесную сферу имеет угловой размер примерно $1^\circ \times 1^\circ$. Она занята несколькими (9–11) светочувствительными матрицами [2, 30], каждой из которых соответствует своя фотометрическая полоса. Изображения звезд последовательно пересекают эти матрицы, при этом изображения движутся вдоль столбцов матриц, направленных вдоль их короткой стороны (см. рис. 2).

Более подробно КЭ “Ли́ра-Б” описан в статьях [4, 30], а ожидаемые научные данные и их формат – в [3, 5].

1.3. Критерии выбора стратегии сканирования

1.3.1. Общие требования. “Ли́ра-Б” – обзор всего неба. Поэтому вся небесная сфера должна

быть максимально равномерно покрыта наблюдениями.

За длительное время проведения КЭ покрытие неба по прямому восхождению α усредняется, картина получается близкой к осесимметричной относительно направления на полюса мира (т.е. по прямому восхождению в экваториальной небесной системе координат). При этом плотность покрытия неба наблюдениями будет зависеть от склонения δ . Частота наблюдений той или иной точки на небесной сфере зависит от ее склонения δ и угла наклона оси визирования телескопа “Ли́ра-Б” к плоскости орбиты МКС (см. раздел 1.3.3). В результате этого появляются некоторые выделенные склонения, на которых объекты наблюдаются чаще по сравнению с другими.

Цель настоящего исследования – выбрать такую стратегию сканирования, чтобы точки на небесной сфере в среднем *были пронаблюдены максимальное число раз* (т.е. чтобы длительность наблюдений была максимальной при их достаточно равномерном распределении по небу).

1.3.2. Длительность эксплуатации МКС и проведения КЭ “Ли́ра-Б”. Существующая программа эксплуатации МКС рассчитана до 2024 г. включительно. Неясно, будет ли станция после этого вообще продолжать свою работу. Кроме того, возможен вариант, что МКС будет выведена из орбитальной ориентации, что также делает невозможным выполнение КЭ “Ли́ра-Б”.

Изначально, при включении КЭ “Ли́ра-Б” в программу экспериментов на МКС, предполагалось, что он будет продолжаться 5 лет (минимально – 3.5 года). Тогда представлялось, что МКС будет функционировать еще долго и времени для проведения эксперимента будет достаточно. Современная же ситуация такова, что на проведение

космического эксперимента может остаться всего 2–3 года.

Из этого следует, что весь требуемый объем наблюдений необходимо провести в максимально короткий срок.

При этом наблюдения невозможно вести непрерывно. На это есть несколько причин.

1. Оптическая система телескопа “Ли́ра-Б” чувствительна к загрязнениям оптических поверхностей и светопоглощающих поверхностей бленд. Основным источником подобных загрязнений является микроатмосфера МКС. Плотность этой микроатмосферы существенно возрастает при прибытии и отлете транспортных и пилотируемых КА, а также при проведении внекорабельной деятельности космонавтами (астронавтами). В эти интервалы времени наблюдения не ведутся, телескоп закрывается газоплотной защитной крышкой и устанавливается в положение хранения или положение, не мешающее перемещению космонавтов по внешней поверхности МКС [2, 30].

2. При очень малых углах между направлением на Солнце и осью визирования, когда Солнце попадает в поле зрения телескопа, возникает опасность повреждения фоточувствительных приборов фокальной плоскости прямым солнечным излучением. В этом случае входная апертура телескопа закрывается защитной крышкой или телескоп переводится в положение с другой ориентацией оптической оси [1, 2]. Возможно, этой опасной ситуации удастся полностью избежать при правильном построении графика изменения положения телескопа.

3. Еще две причины связаны с попаданием прямых солнечных лучей на входную апертуру телескопа:

- во-первых, возникает засветка фокальной плоскости телескопа рассеянным излучением, не позволяющая производить фотометрические измерения небесных объектов с необходимой точностью;
- во-вторых, тепло, выделяемое фотоприемниками фокальной плоскости телескопа, отводится с помощью радиаторов, расположенных на внутренней стороне корпуса телескопа [2, 30]. Прямое солнечное излучение нагревает бленду телескопа, что приводит к снижению теплоотвода радиаторами и, как следствие, к ухудшению условий проведения фотометрических измерений вплоть до их полной невозможности.

В связи с этим наблюдения проводятся либо когда угол между направлением на Солнце и осью визирования телескопа γ превышает некоторый критический угол γ_{cr} (при “неэффективной” бленде $\gamma_{cr} = 90^\circ$), либо во время пребывания МКС в тени Земли. В последнем случае наблюде-

ния возможны при любом значении угла γ . При нарушении этих условий наблюдения прекращаются, возможно, входная апертура закрывается крышкой.

В телескопе “Ли́ра-Б” установлена бленда (см. раздел 1.4), которая будет позволять вести наблюдения и при меньших углах, чем 90° (угол $\gamma_{cr} < 90^\circ$). К сожалению, по техническим причинам бленда на “Ли́ра-Б” вряд ли будет очень эффективной. Скорее всего, она не позволит наблюдать на углах, меньших $\gamma_{cr} \approx 70^\circ$ от Солнца.

С внекорабельной деятельностью ничего поделать нельзя, но она происходит достаточно редко и по заранее известному расписанию. В остальное время необходимо выбрать такую стратегию наблюдений, чтобы длительность периодов засветки апертуры была минимальной. Это и будет основным условием уменьшения доли наблюдательного времени телескопа.

1.3.3. Особенности сканирования в трех основных положениях телескопа. Как уже было сказано, наблюдения проводятся в трех основных положениях телескопа: с осью визирования лежащей в плоскости орбиты МКС, а также с осью, отклоненной от нее на угол 38.4° к северу или к югу. Дополнительно возможно использование промежуточных углов отклонений $|\theta| < 38.4^\circ$. Сканирование в каждом из этих положений имеет свои особенности.

При сканировании в плоскости орбиты МКС ось визирования телескопа перемещается по большому кругу небесной сферы, а траектории звезд на фокальной плоскости представляет собой прямые¹, которые при правильном расположении светочувствительного детектора будут направлены вдоль столбцов его матриц (см. рис. 2а). Ширина полосы сканирования небольшая ($w \approx 1^\circ$), поэтому кривизной траекторий звезд в ее пределах при сканировании в плоскости орбиты МКС можно пренебречь.

При расположении телескопа под углом θ к плоскости орбиты МКС сканирование происходит по малому кругу небесной сферы, поэтому пути звезд по фокальной плоскости представляют собой дуги окружностей. Поскольку матрицы фотоприемников прямоугольны, это приводит к смазу изображений звезд. Более того, величина смаза различается в разных частях фокальной плоскости (см. рис. 2б). И если на центральной матрице (пятая на рис. 2б) звезды движутся вдоль ее столбцов, расположенных горизонтально, то на крайних матрицах они движутся под углом к столбцам, что приводит к возникновению попе-

¹ Траектории звезд в фокальной плоскости будут прямыми, если оптическая система телескопа “Ли́ра-Б” будет обладать низкой дисторсией. Это требование включено в техническое задание на разработку телескопа.

речного смаза (изображения звезд вытягиваются поперек столбцов матрицы, т.е. вдоль ее строк).

Неодинакова будет и скорость движения изображений по матрицам у разных звезд в поле зрения. У звезд, которые расположены ближе к полюсу орбиты МКС, скорость движения будет меньше, чем у тех, что дальше от него. Перенос же зарядов вдоль столбцов матрицы может производиться только с одинаковой скоростью. Этот эффект приводит к продольному смазу – вдоль направления сканирования неба, т.е. вдоль столбцов матрицы.

Величины продольного и поперечного смазов изображений быстро возрастают с увеличением угла отклонения θ , вплоть до полной невозможности реализации режима ВЗН [31]. Именно поэтому углы отклонения, превышающие по абсолютной величине 38.4° , в КЭ “Лира-Б” скорее всего не будут использоваться (но см. раздел 4).

Для уменьшения продольного смаза матрицы в фокальной плоскости телескопа “Лира-Б” разделены на две независимо тактируемые части по их среднему столбцу: при сканировании по малому кругу ($\theta \neq 0^\circ$) одна из половин матрицы будет ближе к полюсу, а другая дальше от него. Перенос заряда в этих частях матрицы будет производиться с разной скоростью, соответствующей движению изображений звезд в середине каждой из половин матрицы [30]. Таким образом, продольный смаз уменьшится в 2 раза, хотя полностью не исчезнет.

1.4. Влияние бленды

Как было сказано в разделе 1.3.2, солнечные лучи, попадающие на апертуру, создают засветку, мешающую вести наблюдения. Для защиты от них применяются бленды. Для сильного подавления рассеянного излучения бленда должна иметь достаточно большую длину и диаметр, превышающий апертуру телескопа.

В КЭ “Лира-Б” диаметр и длина бленды ограничиваются техническими причинами. Телескоп в виде нескольких блоков доставляется на МКС транспортным грузовым кораблем “Прогресс”. Затем части телескопа вносятся в гермоотсек МКС, потом космонавты через шлюз выносят эти блоки на внешнюю поверхность МКС и соединяют их друг с другом [2, 30]. Действием, которое накладывает самые сильные ограничения на размеры частей телескопа, в том числе и бленды, является вынос их из “Прогресса” в гермоотсек МКС: из-за этого диаметр бленды не может быть больше 60 см, а длина – примерно 120 см. Для высокоэффективной бленды таких габаритов недостаточно.

Можно увеличить длину бленды, сделав ее раскладной. Но слишком длинной делать бленду

тоже нельзя, поскольку длинная бленда будет мешать отводу тепла от фокальной плоскости телескопа “Лира-Б” с помощью радиатора, расположенного на внутренней стороне корпуса телескопа.

Таким образом, необходимо найти компромисс между минимальным рабочим углом бленды γ_{cr} и эффективным охлаждением фокальной плоскости. На данный момент нет ясности, каким он будет, поэтому необходимо рассмотреть стратегию наблюдений для разных значений предельного угла бленды γ_{cr} .

2. ОБЩИЙ АНАЛИЗ

2.1. Доступные области небесной сферы

Просканировать все небо с борта МКС, если телескоп находится в одном неизменном положении, невозможно. При расположении оси визирования телескопа в плоскости орбиты МКС с учетом поля зрения телескопа сканируется сферический пояс от $-i - w/2 = -52.1^\circ$ до $i + w/2 = 52.1^\circ$ по склонению, при отклонении на θ_0 или $-\theta_0$ – сферические сегменты от $+90^\circ$ до -14° и $+14^\circ$ до -90° соответственно (см. раздел 1.2).

В общем случае, при фиксированном положении телескопа с осью визирования, отклоненной на угол θ от плоскости орбиты, на небе замечается сферический пояс, северная граница которого для $\theta < \theta_0$ описывается выражением

$$\delta_N(\theta) = \begin{cases} i + w/2 = 52.1^\circ + \theta \\ \text{при } -90^\circ < \theta < +37.9^\circ, \\ 90^\circ \text{ при } +37.9^\circ < \theta < +38.9^\circ, \\ 180^\circ - i + w/2 - \theta = 128.9^\circ - \theta \\ \text{при } +38.9^\circ < \theta < +90^\circ, \end{cases} \quad (2)$$

а южная – выражением

$$\delta_S(\theta) = \begin{cases} -(180^\circ - i + w/2 + \theta) = -128.9^\circ - \theta \\ \text{при } -90^\circ < \theta < -38.9^\circ, \\ -90^\circ \text{ при } -38.9^\circ < \theta < -37.9^\circ, \\ -(i + w/2 - \theta) = -52.1^\circ + \theta \\ \text{при } -37.9^\circ < \theta < +90^\circ, \end{cases} \quad (3)$$

где θ – угол отклонения оси визирования телескопа от плоскости орбиты (положительное значение – к северу).

При $\theta = \pm(90^\circ - i \pm w/2) = \pm(38.4^\circ \pm 0.5^\circ)$ одна из границ стягивается в точку (полюс), в остальных случаях замечаемая область неба имеет вид кольца $\delta_S < \delta < \delta_N$ с двумя непокрытыми наблюдениями областями вблизи полюсов. При изменении угла отклонения оси визирования в пределах $-37.9^\circ < \theta < +37.9^\circ$ замечаемая наблюдениям полоса смещается к северу или к югу, а ее ширина

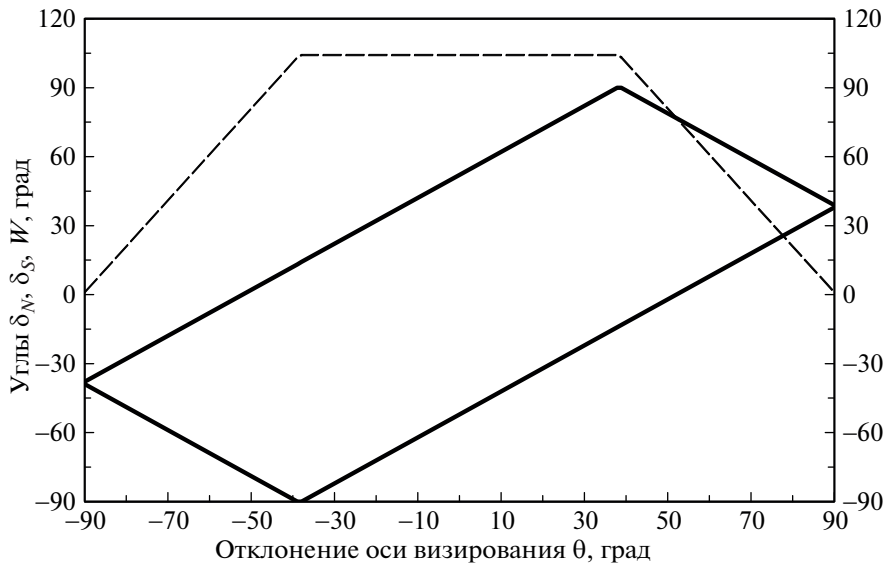


Рис. 3. Зависимость склонения северной границы доступной наблюдениям сферической полосы δ_N (верхняя сплошная линия), склонения южной границы δ_S (нижняя сплошная линия) и ширины W этой полосы (пунктирная линия) от угла θ между осью визирования телескопа и плоскостью орбиты.

остаётся постоянной $W \equiv \delta_N - \delta_S = 2i + w = 104.2^\circ$. При больших отклонениях ширина полосы W начинает уменьшаться с ростом абсолютной величины угла θ и при $\theta = \pm 90^\circ$ область сканирования вырождается в полосу вдоль малого круга с $\delta = \pm 38.4^\circ$ с шириной $W = w = 1^\circ$. Зависимости величин δ_N , δ_S и W от угла отклонения θ приведены на рис. 3.

Как показано выше в этом разделе, ни одно фиксированное положение телескопа (с заданным углом θ) не позволяет просканировать всю небесную сферу. Ответим на вопрос, какое сочетание положений телескопа позволяет решить эту задачу.

КЭ “Лира-Б” необходимо пронаблюдать всю небесную сферу, включая полюса. Полюса можно наблюдать только при углах отклонения оси визирования телескопа θ , близком к $\pm\theta_0 = \pm 38.4^\circ$ (при $37.9^\circ < \theta < 38.9^\circ$ полоса сканирования проходит через северный полюс мира, а при $-38.9^\circ < \theta < -37.9^\circ$ — через южный полюс). При $\theta \approx \theta_0$ наблюдениями охватывается сферический сегмент, включающий в себя всю северную полу сферу и часть южной примерно до $\delta \approx -14^\circ$. При $\theta \approx -\theta_0$ наблюдениями охватывается часть небесной сферы с $\delta \approx +14^\circ$, включающая южный полюс мира. Эти два сегмента пересекаются в полосе $-14^\circ \leq \delta \leq 14^\circ$ и совместно покрывают всю небесную сферу.

Таким образом, минимальный набор положений телескопа, позволяющий провести с борта

МКС обзор всего неба, требует проведения наблюдений в двух положениях: при $\theta \approx -38.4^\circ$ и при $\theta \approx 38.4^\circ$. К этим двум положениям может быть добавлено сканирование в плоскости орбиты ($\theta = 0^\circ$) и при промежуточных значениях углов θ для достижения максимальной длительности наблюдательного времени и, дополнительно, для уменьшения смаза изображений звезд (см. раздел 1.3.3).

2.2. Доля наблюдательного времени

Рассмотрим подробнее вопрос о стратегии сканирования неба, обеспечивающей максимальную длительность наблюдений.

Для расчетов доли наблюдательного времени на витке $q(t)$ и связанных с ними величин в зависимости от параметров θ , ψ и эффективности бленды $\gamma_{сг}$ была создана численная модель сканирования неба с борта МКС.

Первым вопросом при ее создании был выбор необходимой точности модели. Дело в том, что МКС — самая крупная космическая станция в истории освоения околоземного пространства, которая обращается на довольно низкой орбите (высота около 400 км). Эти два фактора приводят к ее достаточно быстрому торможению атмосферой Земли и, как следствие, к снижению орбиты. Для преодоления этого эффекта 1–2 раза в год орбиту МКС повышают за счет включения реактивных двигателей пристыкованных космических кораблей или самой станции. Следствием этого

Таблица 1. Основные параметры модели

Параметр	Значение
Параметры Солнца и орбиты Земли	
Эксцентриситет орбиты Земли	0
Наклонение эклиптики, ϵ	23.44°
Длительность года, T	365.2422 сут.
Угловой размер Солнца	0
Параметры орбиты Земли	
Эксцентриситет орбиты МКС	0
Наклонение орбиты МКС, i	51.6°
Высота орбиты, h	408 км
Период обращения, P_{orb}	93 мин
Период прецессии, P	72.48 сут.
Параметры тени Земли	
Сплюснутость Земли	не учитывается
Радиус Земли, R	6371 км
Форма тени Земли	цилиндр
Влияние атмосферы Земли	не учитывается
Начальные условия (положение в момент $t = 0$)	
Солнце на эклиптике	в точке зимнего солнцестояния $\delta_{\odot} = -\epsilon = -23.4^{\circ}$
Долгота восходящего узла орбиты МКС	$\Omega = 90^{\circ}$
МКС на орбите	$\delta_{MKS} = i = +51.6^{\circ}$

является изменение параметров орбиты МКС на несколько процентов в течение года².

В связи с этим для проведения расчетов требовалась модель с процентной точностью, что позволило отказаться от учета большинства тонких эффектов, к которым относятся, например, эксцентриситет орбит МКС вокруг Земли и Земли вокруг Солнца, а также сплюснутость Земли и коническая форма тени Земли.

Основные параметры, используемые в модели, а также начальные условия моделирования приведены в табл. 1.

На рис. 4 показаны графики зависимости доли наблюдательного времени q на каждом витке от времени в течение одного года, полученные с помощью этой численной модели. В начальный момент Солнце находилось в южном полушарии и было максимально удалено от экватора, одновременно оно находилось к югу от плоскости орбиты

² Значения некоторых параметров сохраняются с лучшей точностью, например, наклонение орбиты не выходит за пределы $i = 51.6^{\circ} \pm 0.1^{\circ}$.

МКС. Эта модель и такие начальные условия используются для проведения всех расчетов, представленных ниже. Дополнительно при построении графика 4 считалось, что бленда телескопа “неэффективна” ($\gamma_{ст} = 90^{\circ}$), влияние тени Земли не учитывалось.

Наблюдения при отклонении оси телескопа на 38.4° к северу показаны толстой сплошной линией, на 38.4° к югу – тонкой сплошной линией. Наблюдения в плоскости орбиты МКС представлены штрих-пунктирной линией. Эта линия представляет собой прямую, проходящую по уровню 50% наблюдательного времени. Последнее понятно, поскольку при таком положении телескопа равенство $\gamma = 90^{\circ}$ достигается в диаметрально противоположных точках орбиты при любом положении Солнца и на любом витке засветка длится ровно половину времени.

Интереснее ведут себя сплошные кривые. Рассмотрим их поведение для случая отклонения телескопа к северу, показанного на рис. 4 толстой сплошной линией.

Заметим, что в течение года склонение Солнца меняется в пределах $|\delta_{\odot}| < \epsilon = 23.4^{\circ}$ (здесь ϵ – наклонение эклиптики к небесному экватору). Максимальное значение этого угла меньше наклонения орбиты МКС $i = 51.6^{\circ}$, таким образом при любом положении Солнца на эклиптике оно будет попеременно оказываться то к югу, то к северу от плоскости орбиты станции в зависимости от фазы прецессии.

В момент, соответствующий началу рис. 4, Солнце находится в точке зимнего солнцестояния, т.е. в самой южной точке эклиптики и одновременно к югу от плоскости орбиты МКС. Это положение соответствует рис. 5а. На рис. 4 видно, что уже в начальный момент доля наблюдательного времени $q(0)$ на витке превышает 50%, далее она растет и вскоре после зимнего равноденствия наступает период, когда засветки Солнцем на витке не происходит вообще ($q = 1$) и наблюдения можно вести непрерывно в течение примерно 10 сут. Затем, по мере прецессии орбиты, доля наблюдательного времени уменьшается. Примерно через половину периода прецессии Солнце оказывается к северу от плоскости орбиты и доля наблюдательного времени $q(t)$ на витках становится меньше 50%. Поскольку склонение Солнца остается отрицательным и оно по-прежнему находится в южном полушарии небесной сферы (см. рис. 5б), то интервал времени с продолжительной засветкой достаточно короток. Доля наблюдательного времени достигает минимума и начинает расти. После ухода Солнца к югу от орбиты прецессионный цикл завершается.

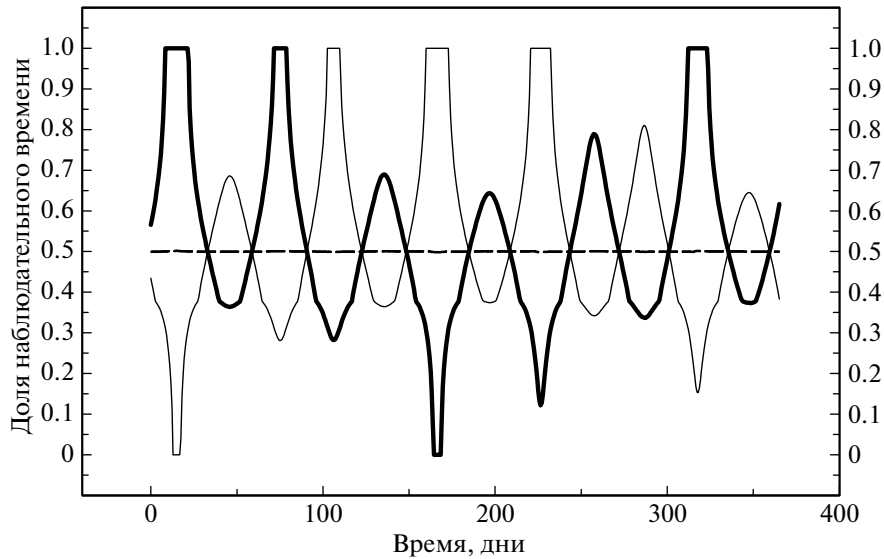


Рис. 4. Зависимость доли наблюдательного времени на орбитальном витке от времени: штриховая линия — ось визирования телескопа в плоскости орбиты МКС ($\theta = 0^\circ$); толстая сплошная линия — ось визирования телескопа отклонена на $\theta = +38.4^\circ$, полоса сканирования проходит через северный полюс мира; тонкая сплошная линия — ось визирования телескопа отклонена на $\theta = -38.4^\circ$, полоса сканирования проходит через южный полюс мира.

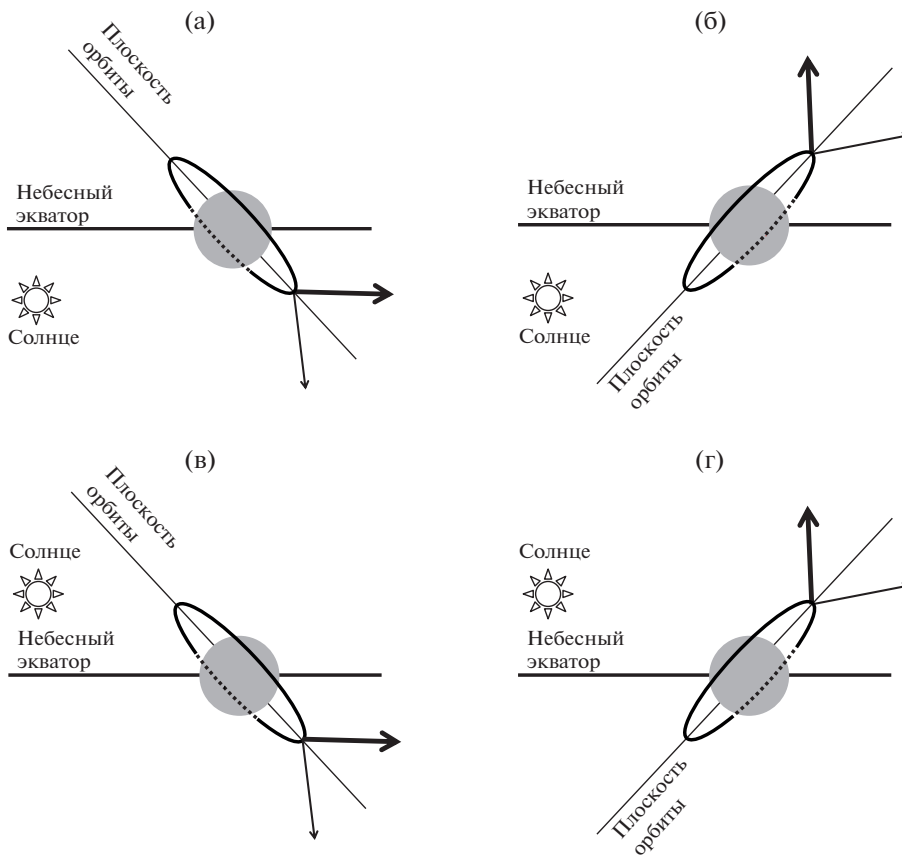


Рис. 5. Схематическое изображение четырех возможных ситуаций при сканировании с борта МКС: Солнце в южном или северном полушарии небесной сферы и, одновременно, к югу или к северу от плоскости орбиты. На рисунках север расположен сверху.

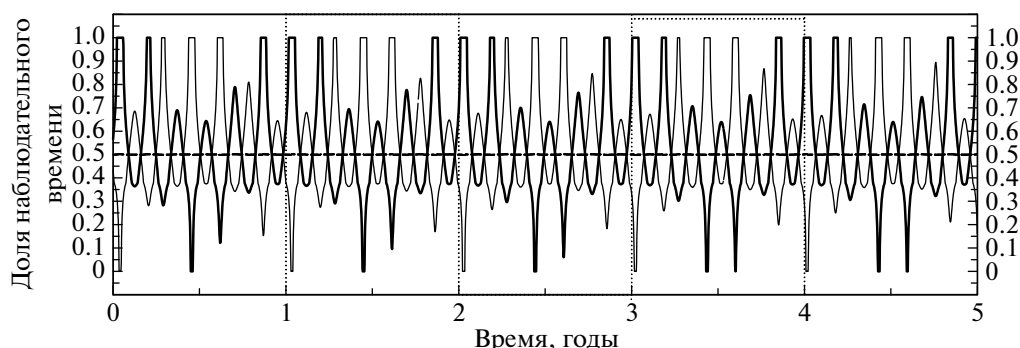


Рис. 6. Зависимость доли наблюдательного времени для трех положений телескопа ($\theta = 0^\circ$ и $\pm 38.4^\circ$) на интервале времени 5 лет. Начальные условия и обозначения аналогичны использованным на рис. 4. Вертикальные пунктирные линии отмечают границы годов.

Далее этот цикл повторяется снова, но поскольку из-за движения Солнца по эклиптике его долгота уменьшается, то длительность интервала времени с большой долей наблюдательного времени ($q > 0.5$) уменьшается, а с длительной засветкой ($q < 0.5$) — увеличивается по сравнению с первым циклом.

Через четверть года от начального момента наступает равноденствие, Солнце переходит в северное полушарие небесной сферы и полгода находится в нем. Эта ситуация показана на рис. 5в (Солнце к югу от орбиты МКС) и 5г (Солнце к северу от орбиты). В эти полгода интервал времени с $q(t) > 50\%$ занимает меньше половины прецессионного периода, а с длительной засветкой ($q(t) < 50\%$), соответственно, больше половины прецессионного периода. Вблизи летнего солнцестояния может наступить ситуация, когда засветка занимает весь виток ($q(t) = 0$) и наблюдения при $\theta = \theta_0 = 38.4^\circ$ оказываются невозможны на нескольких орбитальных витках подряд.

После осеннего равноденствия (3/4 года от начала графика) Солнце возвращается в южное полушарие небесной сферы, интервалы времени, в которых $q(t) > 50\%$ начинают занимать более половины прецессионного периода и растут, а интервалы с $q(t) < 50\%$ уменьшаются.

Спустя год картина почти точно повторяется. Это связано с тем, что период прецессии орбиты МКС примерно в пять раз короче тропического года: $N = T/P \approx 5.04$, здесь $T \approx 365.2422$ сут. — длительность года, $P \approx 72.48$ сут. — период прецессии орбиты МКС, используемый для расчетов. График, аналогичный рис. 4, но для интервала времени 5 лет, показан на рис. 6. На этом рисунке заметно медленное смещение годичного шаблона влево и постепенное изменение высот соседних пиков на кривых.

Из-за того, что движение Солнца по эклиптике и прецессия орбиты МКС происходят в противо-

положных направлениях, то синодический период прецессии орбиты МКС составляет $S = 60.47$ сут., поэтому в год укладываются $N_1 = N + 1 = 6.04$ прецессионных циклов (см. рис. 4 и 6).

В поведении кривых для $\theta = \theta_0$ и $-\theta_0$ присутствуют два периода: период прецессии орбиты МКС — сидерический ($P = 72.48$ сут.) или синодический ($S = 60.47$ сут.) — и годичный T .

На масштабах прецессионного периода кривые, соответствующие противоположным положениям телескопа ($\theta = -38.4^\circ$ и $+38.4^\circ$), находятся в противофазе. Такое поведение понятно из рис. 5: когда Солнце находится в южном полушарии, отклонение оси визирования телескопа к северу ($\theta = +38.4^\circ$) дает в среднем большую длительность наблюдений, чем отклонение телескопа к югу, а когда Солнце находится в северном полушарии небесной сферы, реализуется противоположная картина. Противоположность фаз этих кривых очень хорошо видна из рис. 4 и 6.

Годичный период объясняется тем, что в используемом здесь приближении положения Солнца с интервалом полгода являются диаметрально противоположными на небесной сфере. Отсюда можно ожидать, что кривые для $\theta = -\theta_0$ и $+\theta_0$ будут похожи, если одну из них сдвинуть на полгода. На самом деле это утверждение неточно, поскольку $N_1 \approx 6$ — четное, то при сдвиге ровно на полгода кривые для двух положений телескопа останутся в противофазе. Для их совмещения сдвиг надо уменьшить на половину синодического периода прецессии S , при этом сдвиг кривых составит $\Delta t = (T - S)/2 \approx 152.39$ сут. Кривые с $\theta = \pm\theta_0$ и с этим сдвигом по времени показаны на рис. 7. Как видно из этого рисунка, совпадение очень хорошее, вплоть до деталей кривых.

Амплитуда изменения $q(t)$ в ходе прецессионного цикла возрастает с ростом абсолютной величины угла $|\theta|$ отклонения оси визирования теле-

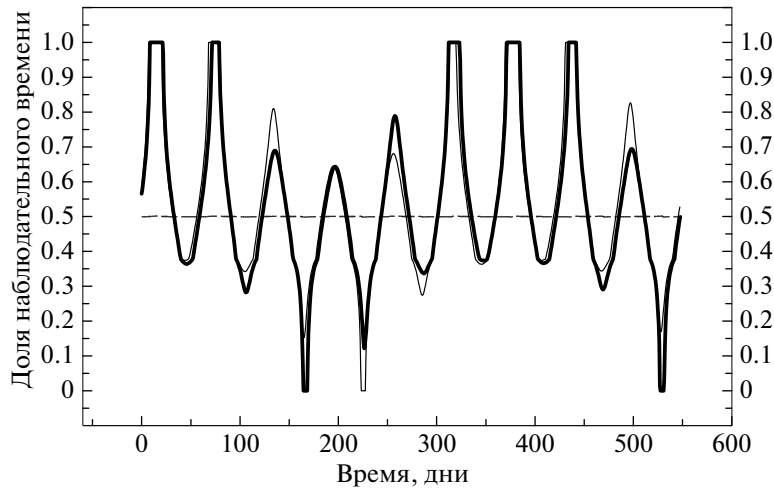


Рис. 7. Подобие кривых доли наблюдательного времени на орбитальном витке: толстая сплошная линия — зависимость для $\theta = +38.4^\circ$; тонкая линия — зависимость для $\theta = -38.4^\circ$ сдвинутая на $\Delta t = (T - S)/2 = 152.39$ сут. влево по времени. На графике показаны кривые для полуторагодового интервала времени. Пунктирная линия соответствует 50% наблюдательного времени.

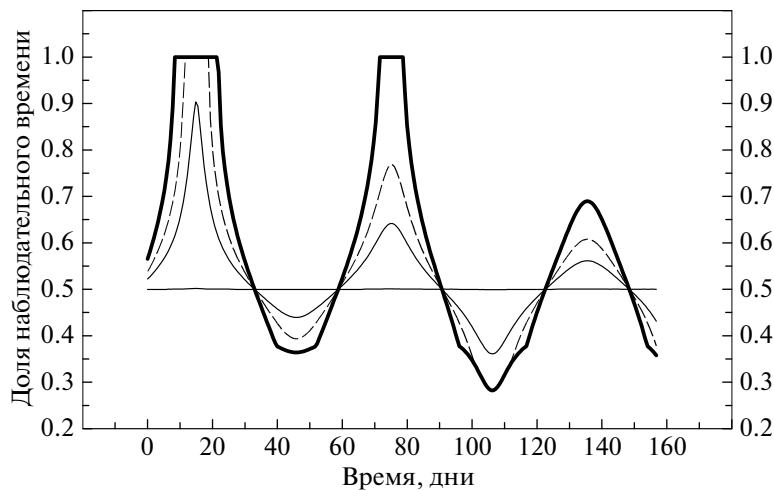


Рис. 8. Зависимость доли наблюдательного времени на витке от угла θ отклонения оси визирования телескопа от плоскости орбиты МКС для $\psi = 0^\circ$. Ось времени охватывает максимумы трех последовательных прецессионных циклов. Толстая сплошная линия соответствует $\theta = \theta_0 = 38.4^\circ$, пунктирная линия — $\theta = 25^\circ$, тонкая сплошная линия — $\theta = 15^\circ$. Горизонтальная прямая проходит по уровню 50% и соответствует $\theta = 0^\circ$. С ростом угла θ амплитуды кривых возрастают, но зависимость не является линейной (например, на некоторых интервалах времени кривые могут совпадать друг с другом).

скопа от плоскости орбиты МКС. На рис. 8 показаны кривые для $\theta = 0^\circ, 15^\circ, 25^\circ$ и 38.4° . В среднем, чем больше угол отклонения θ , тем выше кривая идет в области $q > 50\%$ и тем ниже в области $q < 50\%$, но зависимость не линейная, например, в области 100 дней $< t < 110$ дней кривые для $\theta = 25^\circ$ и 38.4° (а также для всех промежуточных значений θ) совпадают. Кривые $q(t)$ при $\theta < 0$ ведут себя в зависимости от угла θ аналогичным образом.

2.3. Эффект от тени Земли

Положение оси визирования телескопа «Лира-Б» определяется двумя углами. Первый из них — угол отклонения оси визирования от плоскости орбиты МКС θ . Зависимость доли наблюдательного времени $q(t)$ от этого угла рассмотрена в предыдущем разделе (см. раздел 2.2). Второй угол ψ описывает поворот оси визирования в плоскости орбиты МКС (вокруг оси, перпендикулярной мгновенному положению плоскости

орбиты МКС). Определим его как угол между проекцией оси визирования телескопа на плоскость орбиты и направлением в локальный зенит (это направление совпадает с вектором “центр Земли–МКС”). При $\theta = \psi = 0^\circ$ телескоп направлен в локальный зенит станции. Положительные значения ψ соответствуют отклонению телескопа в направлении, противоположном орбитальному движению МКС.

Формально этот угол может меняться в интервале $-90^\circ < \psi < 90^\circ$ (при $|\psi| > 90^\circ$ поле зрения телескопа начинает перекрываться корпусом МКС). В действительности же существуют технические ограничения, связанные с местом установки телескопа “Лири-Б” на Российском сегменте МКС, которые позволяют менять ψ в только пределах $-15^\circ < \psi < 60^\circ$: при $\psi > 60^\circ$ в апертуру телескопа начинают попадать блики от элементов конструкций МКС, при $\psi < -15^\circ$ в поле зрения попадает модуль МИМ2. Эту ситуацию иллюстрирует рис. 9.

Угол ψ оказывает на результаты сканирования неба существенно более слабое воздействие, чем угол θ . Изменение ψ не меняет круга небесной сферы, по которому движется ось визирования телескопа, и не приводит к изменению покрытия неба. Телескоп будет просто повернут на угол ψ вперед или назад по ходу сканирования, в итоге будут регистрироваться те же участки неба, но на несколько минут раньше или позже.

Наиболее существенным влияние угла ψ на процесс сканирования оказывается при прохождении МКС через тень Земли. Когда станция освещена Солнцем (т.е. находится вне тени), наблюдения возможны, только когда угол между направлением на Солнце и осью визирования телескопа $\gamma > \gamma_{cr}$ ($\gamma_{cr} \leq 90^\circ$, см. раздел 1.3.2), когда МКС находится в тени Земли, наблюдения можно вести при любом угле γ .

Рассмотрим рис. 10, изображающий орбиту МКС в момент, когда Солнце находится в ее плоскости. Показаны несколько характерных положений МКС на орбите, и для каждого из них даны направление в локальный зенит (пунктирная стрелка) и направление, отстоящее от зенита на угол ψ (сплошная стрелка). Рассмотрим случай неэффективной бленды телескопа ($\gamma_{cr} = 90^\circ$) и режим сканирования в плоскости орбиты ($\theta = 0^\circ$).

Когда телескоп направлен в местный зенит, тень Земли никак не сказывается на наблюдениях. Пусть МКС движется по часовой стрелке в направлении возрастания номеров отмеченных положений. В точке 1, которая соответствует прохождению МКС над терминатором, угол γ становится больше 90° , и наблюдения начинаются. Половину орбитального витка на дуге

$\overline{1-2-3-4-5}$ проведение наблюдений возможно, поскольку $\gamma > 90^\circ$. На части этой дуги, а именно на дуге $\overline{2-3-4}$, МКС оказывается в тени Земли, но наблюдения там были бы возможны и при отсутствии тени, так что эффекта от нее нет. В точке 5 угол γ снижается до 90° , и наблюдения прекращаются (на дуге $\overline{5-6-1}$ они невозможны). Как уже говорилось, при телескопе, направленном в зенит, наблюдения возможны ровно на половине орбитального витка.

Теперь рассмотрим телескоп, ось визирования которого лежит в плоскости орбиты МКС, но отклонена от местного зенита на угол ψ . (Если обращение станции на рис. 10 происходит по часовой стрелке, то показанные отклонения соответствуют $\psi > 0$.) В начальной точке витка 1 угол $\gamma < 90^\circ$, и наблюдения невозможны. Угол γ достигнет критического значения 90° только в точке 3, но до этого, в точке 2, МКС войдет в тень Земли, и наблюдения можно будет начать в ней (на дуге $\overline{1-2}$ наблюдения вести невозможно из-за того, что $\gamma < 90^\circ$). Наблюдения продолжатся на дуге $\overline{2-3-4-5-6}$, причем на части этой дуги $\overline{2-3-4}$ наблюдения возможны из-за нахождения станции в тени Земли, на дуге $\overline{3-4-5-6}$ из-за того, что $\gamma > 90^\circ$, а на дуге $\overline{3-4}$ выполняются оба этих условия. Наблюдения прекращаются в точке 6, расположенной вне тени Земли, в которой угол γ снижается до 90° , и на дуге $\overline{6-1}$, замыкающей орбитальный виток, вести не могут.

Таким образом, при отклонении оси телескопа на угол $\psi > 0$ может появиться дополнительный участок витка (дуга $\overline{2-3}$), на котором могут вестись наблюдения, и время наблюдений будет занимать более половины оборота. Дополнительное время появляется сразу после входа станции в тень Земли.

Если предположить, что движение МКС на рисунке идет против часовой стрелки, то мы будем иметь дело с ситуацией $\psi < 0$. В этом случае увеличение наблюдательного времени также будет иметь место, дополнительная возможность вести наблюдения будет появляться при прохождении дуги $\overline{3-2}$ перед самым выходом из тени Земли. Легко понять, что одинаковые по величине, но противоположные по направлению отклонения телескопа вдоль плоскости орбиты дают одинаковый прирост наблюдательного времени.

Чтобы описанный эффект имел место, точка 3 на рис. 10 должна находиться в тени Земли. Для этого необходимо, чтобы $|\psi| > \chi$, где χ – угол между терминатором (точка 1) и точкой входа или

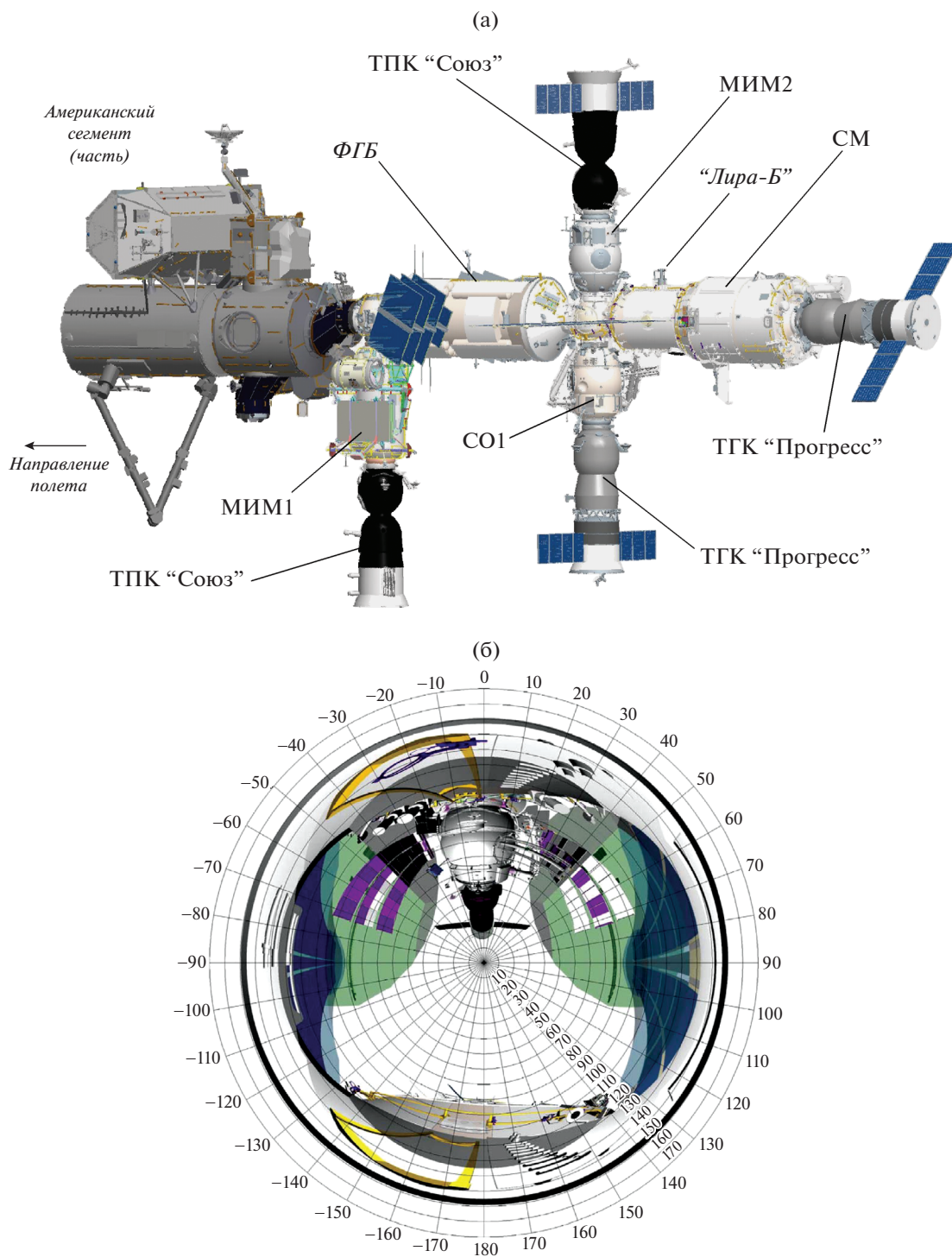


Рис. 9. а) Современная конфигурация Российского сегмента МКС с указанием места установки телескопа “Лири-Б”. Орбитальное движение МКС направлено влево. б) Вид верхней полусферы из точки установки телескопа “Лири-Б” — унифицированного рабочего места Н1 Служебного модуля РС МКС. Плоскость орбиты МКС проходит через отметки “0”, “180” и центр рисунка. Положительное отклонение ψ направлено от центра рисунка вниз к отметке “180”. Рисунки взяты из “Справочника пользователя РС МКС” [34].

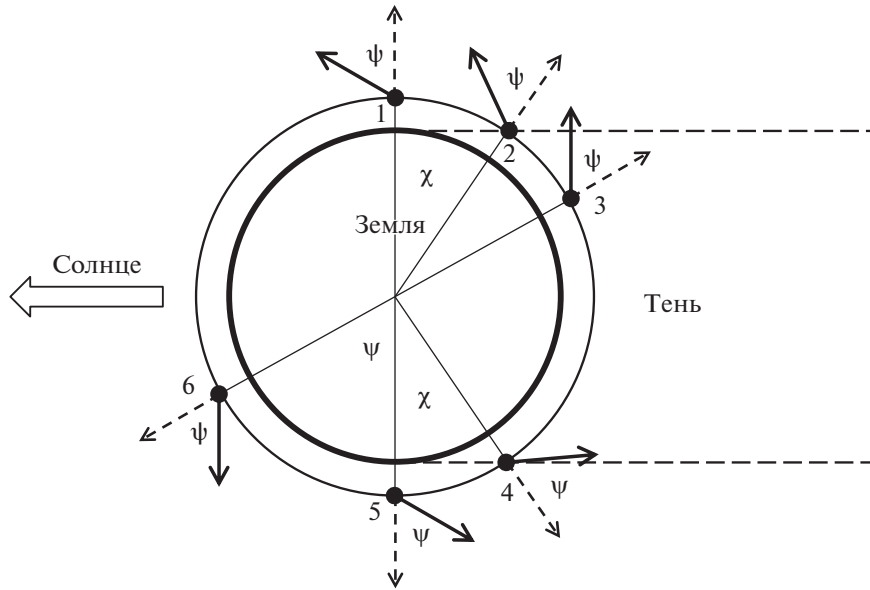


Рис. 10. Иллюстрация влияния тени Земли на длительность наблюдений на орбитальном витке при ненулевом угле ψ .

выхода МКС из тени (точка 2) (если $|\psi| > \chi$ эффекта нет; угол χ показан на рис. 10). Величина этого угла определяется следующим соотношением:

$$\cos \chi = \left(\frac{R}{R+h} \right), \quad \text{т.е.} \quad \chi \approx 20^\circ,$$

где R – радиус Земли (6371 км), а h – высота орбиты МКС (примерно 408 км). При наличии эффекта длина дуги орбиты, на которой возможны дополнительные наблюдения, составляет $180^\circ + \psi - \chi$. Считая максимально возможный угол поворота вдоль плоскости орбиты равным $\psi_{\max} = 60^\circ$, дополнительная дуга орбиты, на которой становятся возможны наблюдения, составляет 40° , т.е. $40^\circ/360^\circ = 0.11$ часть витка. Таким образом, максимальное возможное увеличение длительности наблюдений за счет тени Земли не превышает 11% орбитального периода.

При повороте телескопа в плоскости орбиты в направлении орбитального движения МКС дополнительное время наблюдения появляется перед выходом МКС из тени. При повороте в противоположную сторону ровно такой же выигрыш будет появляться сразу после входа МКС в тень.

Дополнительное время наблюдений, обеспечиваемое тенью Земли, может появляться как при отклонении оси телескопа от плоскости орбиты ($\theta \neq 0$), так и при (незначительном) удалении Солнца от плоскости орбиты. На рис. 11 на верхнем графике приведены зависимости долей наблюдательного времени $q(t)$ с учетом и без учета эффекта тени Земли, на нижнем графике – приращения долей наблюдательного времени

$$\Delta(\theta, t) = q(\psi, \theta, t) - q(0, \theta, t).$$

Кривые построены для трех основных ориентаций телескопа $\theta = 0^\circ$ и $\pm 38.4^\circ$ для $\psi = 0^\circ, 40^\circ$ и 60° . Из графиков видно, что при $\theta = 0^\circ$ приращение имеет место почти во всех фазах прецессионного цикла и в максимумах достигает полученной выше максимальной оценки 11% для $\psi = \psi_{\max} = 60^\circ$ (~5.5% для $\psi = 40^\circ$).

При $\theta = \pm 38.4^\circ$ приращение возникает только на некоторых фазах прецессии, но зато его амплитуда примерно в полтора раза больше.

Средние за год значения долей наблюдательного времени $\langle q \rangle$ представлены в табл. 2. Видно, что эффект есть, но он невелик и для ψ_{\max} в среднем по году не превышает ~9%.

2.4. Влияние бленды телескопа

Все приведенные выше расчеты проделаны для “неэффективной” бленды телескопа с $\gamma_{\text{ср}} = 90^\circ$. Очевидно, что при любом положении телескопа доля наблюдательного времени q будет

Таблица 2. Доля наблюдательного времени за 1 год наблюдений для телескопа с заданной и неизменной ориентацией (θ, ψ) с учетом влияния тени Земли для “неэффективной” бленды

θ	$ \psi $		
	$\lesssim 20^\circ$	40°	60°
0°	50%	54%	59%
$\pm 38.4^\circ$	53%	57%	61%

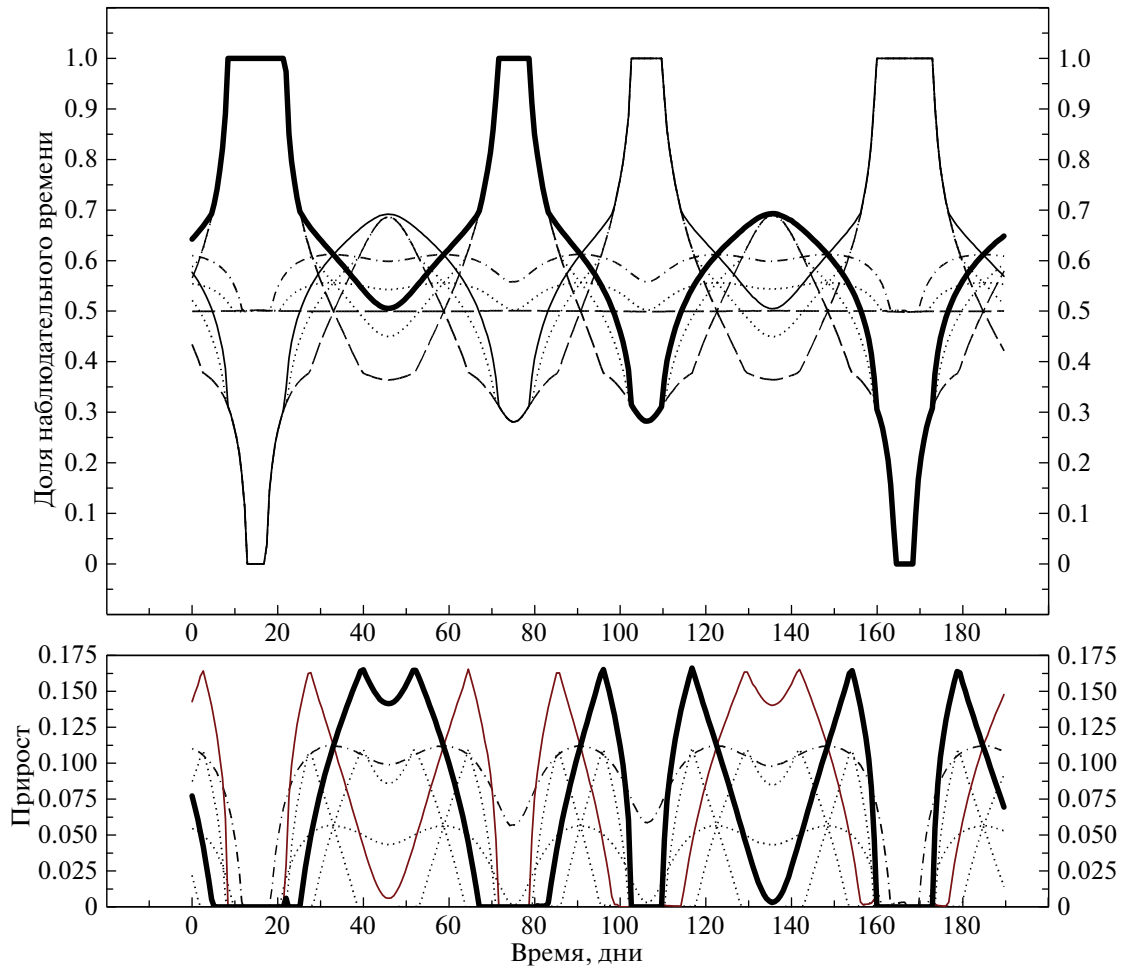


Рис. 11. На верхнем графике показана зависимость доли наблюдательного времени на орбитальном витке от времени $q(t)$ с учетом влияния тени Земли: сплошные линии соответствуют $\psi = 60^\circ$, толстая – ось визирования телескопа отклонена на $\theta = +38.4^\circ$; тонкая – ось визирования телескопа отклонена на $\theta = -38.4^\circ$, штрих-пунктирная – ось визирования телескопа в плоскости орбиты МКС $\theta = 0^\circ$ (последняя имеет вид горизонтали $q = 0.5$). Пунктирными линиями показаны кривые для $\psi = 40^\circ$, штриховыми – для $\psi = 0^\circ$. Обратите внимание, что все кривые с одинаковыми значениями ψ пересекаются в одной точке. Штриховые кривые совпадают с показанными на рис. 4 (без учета влияния тени Земли). Ось времени охватывает примерно три прецессионных цикла. На нижнем графике приведены приращения долей наблюдательного времени для $\psi = 60^\circ$ и 40° . Типы линий те же, что и на верхнем графике. Приращения наблюдательного времени появляются только в некоторых частях прецессионного периода орбиты.

расти по мере уменьшения γ_{cr} . Зависимость $q(t)$ для разных значений γ_{cr} показана на рис. 12. При построении этих зависимостей учитывался эффект тени Земли, описанный в разделе 2.3.

3. СТРАТЕГИИ СКАНИРОВАНИЯ НЕБЕСНОЙ СФЕРЫ

3.1. Режимы переключений телескопа

Выше было показано, что нет единственного положения телескопа, при котором можно было бы просканировать всю небесную сферу. Также нет единственного положения телескопа, в котором доля наблюдательного времени q всегда

больше, чем в других: в любом положении телескопа q зависит от склонения Солнца и долготы восходящего узла орбиты МКС, и они могут принять такие значения, что наблюдать в этом положении будет невыгодно. При этом в другом положении в это же время доля наблюдательного времени может быть существенно больше. Поэтому телескоп необходимо переключать, добиваясь покрытия наблюдениями всего неба и одновременно максимальной суммарной длительности наблюдательного времени (равносильно, максимальной средней доле наблюдательного времени $\langle q \rangle$).

Возможны два режима переключений. Первый – редкие переключки, в этом режиме телескоп не

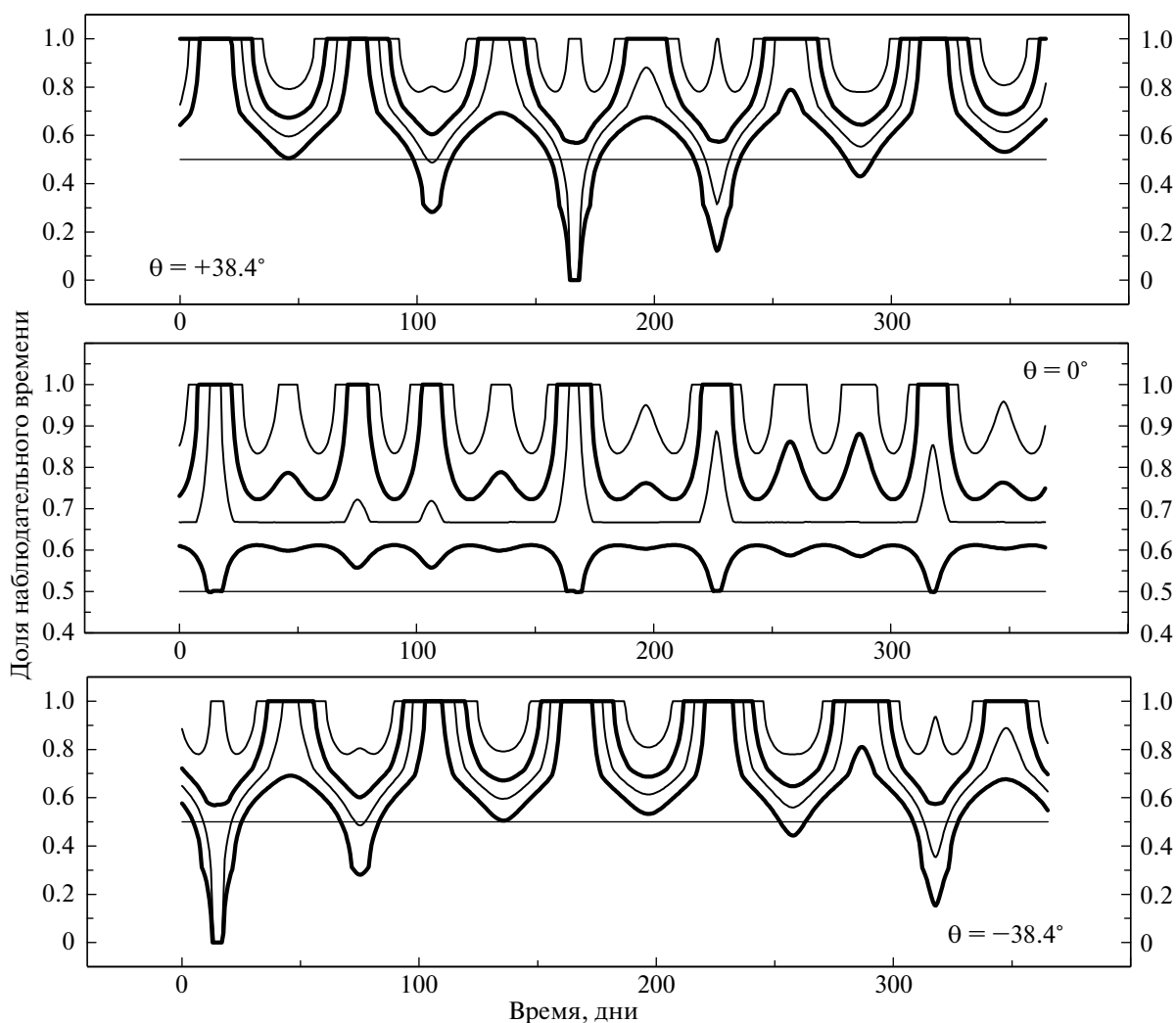


Рис. 12. Графики зависимости доли наблюдательного времени на витке $q(t)$ за один год. Верхний график соответствует $\theta = +38.4^\circ$, средний — $\theta = 0^\circ$, нижний — $\theta = -38.4^\circ$. Графики построены для $\psi = 60^\circ$. На каждом графике приведены кривые для $\gamma_{\text{сг}} = 90^\circ, 70^\circ, 50^\circ$ и 30° (снизу вверх), кривые для $\gamma_{\text{сг}} = 70^\circ$ и 30° показаны более тонкими линиями.

меняет своего положения относительно МКС, по крайней мере, несколько орбитальных витков. К редким относятся переключки с интервалом 1 сут., 1 прецессионный период орбиты или 1 год. Как будет показано в разделе 3.2, оптимальными оказываются переключки примерно 1 раз в месяц. Другие варианты редких переключек не дают выигрыша.

Второй режим — частые переключки, которые проводятся несколько раз на каждом орбитальном витке МКС. В таком режиме наблюдения можно было бы вести непрерывно³, но такой режим трудно реализовать технически. Во-первых, он создает большую нагрузку на подвижные элементы телескопа, увеличивая износ и повышая вероятность поломки. Во-вторых, каждая

³ Исключая длительность самого перенаведения.

переключка занимает некоторое время, проведение наблюдений в течение которого невозможно, и даже 1–2 переключки на витке могут существенно уменьшить длительность наблюдательного времени.

3.2. Стратегии сканирования небесной сферы

Учитывая характер движения Солнца по эллиптике, очевидной является так называемая “сезонная схема” сканирования неба [32]: летом, когда Солнце максимально удаляется к северу от небесного экватора, телескоп отклоняется на 38.4° к югу от плоскости орбиты, зимой — к северу, а весной и осенью сканирование ведется в плоскости орбиты. В этой схеме телескоп переключается четыре раза в год. Средняя за год доля наблюдательного времени составляет $\langle q \rangle \approx 58\%$

(при “неэффективной” бленде и без учета внекореабельной деятельности). Существуют и другие стратегии сканирования с близкой эффективностью (см. [30]). Можно ли ее увеличить?

Из графиков, показанных на рис. 4, 6, 8 и 11, видно, что в разное время года, при разных фазах прецессии орбиты МКС и для разных положений телескопа доля наблюдательного времени на орбитальном витке разная. Для определения режима наблюдений, при котором достигается абсолютный максимум наблюдательного времени, необходимо проделать следующую процедуру. Сначала задается эффективность бленды телескопа (значение угла $\gamma_{cr} \leq 90^\circ$). Затем рассчитываются кривые $q(t)$ для всех технически допустимых ориентаций телескопа: $-38.4^\circ < \theta < 38.4^\circ$ и $-15^\circ < \psi < 60^\circ$. Максимальное время наблюдений обеспечивает верхняя огибающая этого семейства кривых:

$$\bar{q}(t) = \sup_{\forall \theta, \psi} q(t, \theta, \psi).$$

Соответственно телескоп необходимо переключать в тот момент, когда в другом положении наблюдать становится более выгодно, т.е. в моменты пересечения кривых из семейства $q(t, \theta, \psi)$.

Рассмотрим вопрос о местах пересечений этих кривых подробнее. В этом нам поможет проведенное выше (в разделе 2) рассмотрение зависимости поведения кривых $q(t)$ от параметров θ и ψ . Наиболее проста ситуация с зависимостью $q(t)$ от угла ψ . Прирост $\Delta(t)$ наблюдается при умеренных значениях доли наблюдательного времени ($q \approx 0.5$), прирост всегда неотрицательный и монотонно растет в зависимости от $|\psi|$. Соответственно максимальное значение $\Delta(t)$ достигается при максимальном значении $|\psi|$, т.е. при

$$\max \Delta(t) = \Delta(t, \psi_{\max}), \quad \psi_{\max} = 60^\circ.$$

Теперь рассмотрим зависимость q от θ . Из рис. 8 видно, что вблизи максимальных значений $q(t)$ для кривых с $\theta > 0$ выше всех проходит кривая $\theta = \theta_0$, а для кривых с $\theta < 0$ — кривая $\theta = -\theta_0$ (это следует из сравнения рис. 8 и 7).

Ситуация с промежуточными значениями q сложнее. Расчеты показывают следующее (см. рис. 13). Как видно из рисунка, все кривые $q(t, \theta)$ при любых значениях ψ и $\gamma_{cr} = 90^\circ$ (“неэффективной” бленде) пересекаются в одной точке, т.е. в один и тот же момент времени. При $\gamma_{cr} < 90^\circ$ кривые $q(t)$ для разных θ перестают пересекаться в одной точке (кривые для $\theta = 0^\circ$ и $\pm\theta_0$ образуют криволинейные “треугольники”). При самом большом значении q пересекаются кривые для $\theta = \pm\theta_0$. При этом пересечения кривых $q(t)$ для $\gamma_{cr} = 90^\circ$ и любых θ , а также кривых $q(t)$ с

$\theta = \pm 38.4^\circ$ и $\gamma_{cr} = 90^\circ$ происходят в один и тот же момент времени, это иллюстрируют вертикальные линии, проведенные на рис. 13.

При $\gamma_{cr} \leq 40^\circ$ характер пересечения меняется: кривые $q(t)$ с $\theta = \pm\theta_0$ до пересечения принимают максимальное значение $q = 1$, в результате чего возникает не пересечение, а наложение этих кривых. Криволинейные “треугольники” превращаются в “трапеции” с горизонтальным верхним основанием, соответствующим значению $q = 1$. Момент времени, в который пересекаются кривые при $40^\circ \leq \gamma_{cr} \leq 90^\circ$, лежит внутри верхнего основания “трапеции”. Изменение вида пересечения кривых $q(t)$ происходит в интервале углов $30^\circ < \gamma_{cr} < 40^\circ$. Можно сделать предположение, что изменение поведения происходит при $\gamma_{cr} = \theta_0 = 34.8^\circ$.

Таким образом, из приведенных выше рассуждений и из анализа рис. 13 следует вывод, что при фиксированных значениях углов ψ и γ_{cr} максимальное время наблюдений получается при следующей стратегии переключений телескопа:

- в начальный момент телескоп устанавливается в то из положений с $\theta = +\theta_0$ или $\theta = -\theta_0$, которое соответствует большему значению q (для случая, показанного на рис. 4, это положение $\theta = +38.4^\circ$);
- телескоп сохраняет это положение до момента первого пересечения кривых $q(t, +38.4^\circ)$ и $q(t, -38.4^\circ)$;
- в момент пересечения кривых телескоп устанавливается в положение с противоположным значением θ ;
- телескоп сохраняет новое положение до момента следующего пересечения кривых с $\theta = \pm 38.4^\circ$ и в момент пересечения меняет отклонение на противоположное и так далее.

Точность пересечения кривых, определенная по результатам численных расчетов, на основе которых построен рис. 13, конечна, это же относится к совпадению моментов пересечения кривых для разных γ_{cr} . Попробуем определить точное условие, при котором происходит пересечение кривых, т.е. моменты времени, в которые выполняется условие $q(t, \theta_0) = q(t, -\theta_0)$.

Рассмотрим зависимость доли наблюдательного времени $q(t)$ от ориентации телескопа и положения Солнца относительно плоскости орбиты МКС. Для этого введем прямоугольную систему координат, связанную с плоскостью орбиты станции. В этой системе координат ось визирования телескопа из-за орбитального движения МКС описывает конус, ось которого перпендикулярна плоскости орбиты, а угол полураствора равен $90^\circ - \theta$ (при $\theta > 0$ конус находится в север-

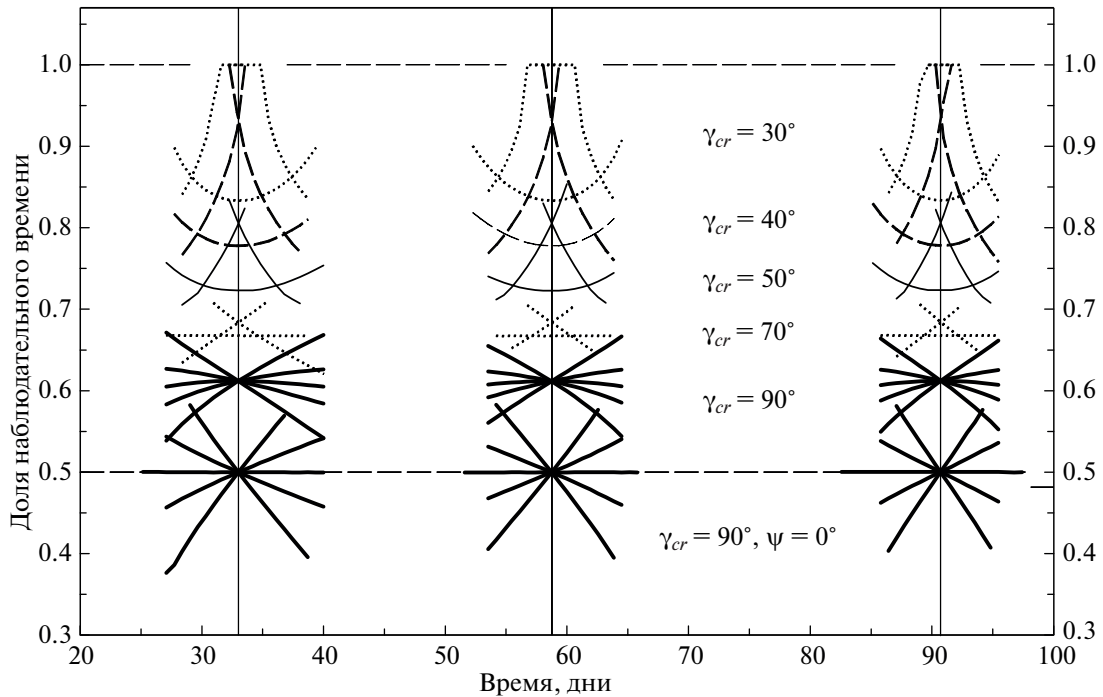


Рис. 13. Участки графиков $q(t)$ вблизи первых трех пересечений кривых для значений $\theta = 0^\circ$ и $\pm 38.4^\circ$. Самые нижние пересечения, показанные толстыми сплошными линиями, соответствуют $\gamma_{cr} = 90^\circ$ и $\psi = 0^\circ$. Остальные четыре группы пересечений соответствуют случаям $\psi = 60^\circ$ и $\gamma_{cr} = 90^\circ, 70^\circ, 50^\circ, 40^\circ$ и 30° (снизу вверх). Во всех пересечениях, кроме двух нижних групп, показаны по три кривые, соответствующие $\theta = 0^\circ$ и $\pm 38.4^\circ$. Две нижние группы (с $\gamma_{cr} = 90^\circ$) и содержат по пять пересекающихся линий. Промежуточные наклонные линии соответствуют $\theta = \pm 15^\circ$. Отметим, что все кривые с $\gamma_{cr} = 90^\circ$ пересекаются в одной точке. Кривые с $\gamma_{cr} = 90^\circ, 50^\circ$ и 40° пересекаются в разных точках и образуют “треугольники”, но пересечения кривых с $\theta = \pm 38.4^\circ$ в этих группах и в обеих группах с $\gamma_{cr} = 90^\circ$ происходят в один и тот же момент времени (показан вертикальной линией). Для $\gamma_{cr} = 30^\circ$ кривые с $\theta = \pm 38.4^\circ$ достигают максимального значения $q = 1$ раньше (позже), и вместо их пересечения возникает наложение. Для удобства горизонтальными штриховыми линиями показаны уровни $q = 0.5$ и 1.0 .

ном полушарии орбиты, при $\theta < 0$ — в южном, а при $\theta = 0$ — совпадает с ее плоскостью). Форма этого конуса не зависит от угла ψ . Наблюдения невозможны, когда угол между осью визирования телескопа и направлением на Солнце $\gamma < \gamma_{cr}$, т.е. если направление оси визирования лежит внутри конуса с полураствором γ_{cr} , ось которого направлена на Солнце. Значение q определяется пересечением этих двух конусов.

На рис. 14 изображена орбита МКС и указанные два конуса в тот момент, когда Солнце находится ниже плоскости орбиты МКС или точно в этой плоскости. Не снижая общности, будем полагать, что на рисунке Солнце находится в плоскости XOZ . На рисунке конусы пересекаются, линии их пересечения показаны штриховыми линиями, их проекции на плоскость орбиты — штрих-пунктирными линиями. Доля наблюдательного времени⁴ равна $q' = \angle AOB / 360^\circ$ (здесь

⁴ Пренебрегая изменением положения Солнца за время витка.

q' — доля наблюдательного времени без учета влияния тени Земли, рассмотренного в разделе 2.3).

Рассмотрим момент времени, когда Солнце пересекает плоскость орбиты. Обратим внимание, что картина, показанная на рис. 14, симметрична относительно плоскости орбиты, т.е. в этой конфигурации для любых θ выполняется равенство $q'(\theta) = q'(-\theta)$. Одновременно, по этой же причине одинаковы приращения q из-за влияния тени Земли: $\Delta(\theta, \psi) = \Delta(-\theta, \psi)$ при всех допустимых ψ . Поскольку $q(\theta, \psi) = q'(\theta) + \Delta(\theta, \psi)$, то выполняется и равенство $q(\theta, \psi) = q(-\theta, \psi)$.

Из этого можно сделать вывод, что все пары кривых $q(t, \theta, \psi)$ и $q(t, -\theta, \psi)$ пересекаются *точно* в моменты прохождения Солнца через плоскость орбиты МКС. Это объясняет одновременность пересечения групп кривых с разными значениями γ_{cr} , отмеченную при обсуждении рис. 13.

Отдельно отметим, что для “неэффективной” бленды ($\gamma_{cr} = 90^\circ$) величина $q' = 0.5$ и не зависит от угла θ . Очевидно, что при $\theta = 0^\circ$ ось визирова-

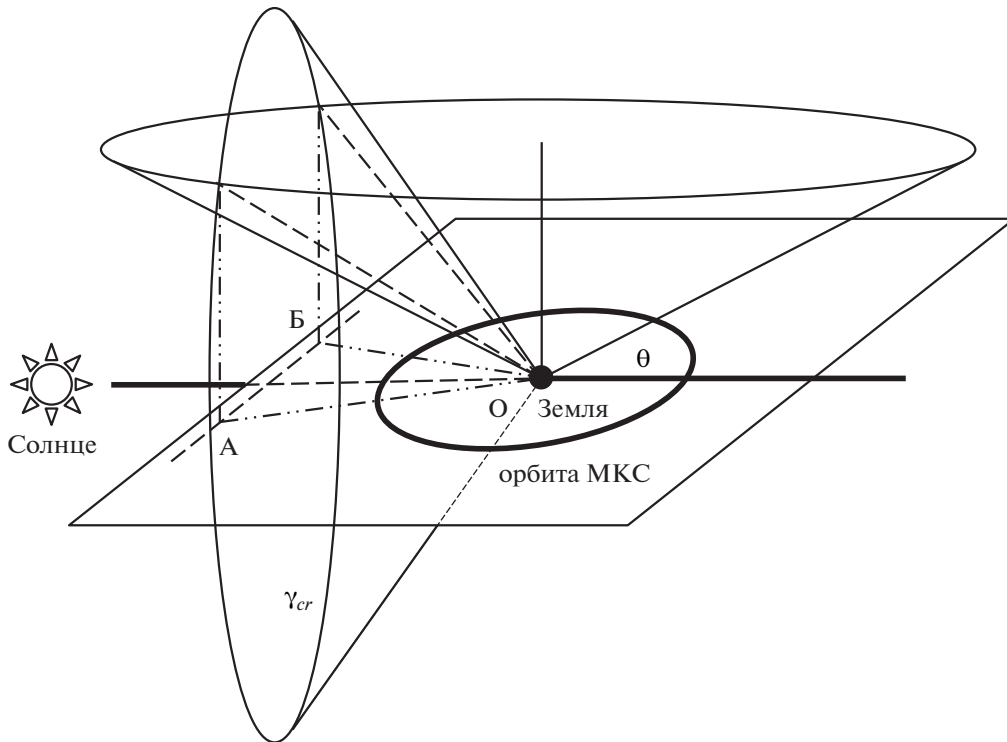


Рис. 14. Иллюстрация пересечения конуса, описываемого осью визирования телескопа при орбитальном движении МКС, с конусом засветки вокруг направления на Солнце, определяемым блендой телескопа. Ось визирования телескопа и направление на Солнце лежат по разные стороны от плоскости орбиты МКС, предельный случай – Солнце в плоскости орбиты.

ния телескопа становится ортогональной направлению на Солнце в двух диаметрально противоположных точках орбиты (положение этих точек относительно направления на Солнце определяется углом ψ). При отклонении оси визирования от плоскости орбиты на любой угол θ ортогональность сохраняется. Это объясняет отмеченный на рис. 14 факт пересечения *всех* кривых $q(t)$ для $\gamma_{cr} = 90^\circ$ в одной точке.

Также легко понять, что в конфигурации, показанной на рис. 14 (когда Солнце находится в плоскости орбиты или ниже ее), угол $\angle AOB$ монотонно уменьшается с ростом θ . В некоторый момент конусы на рисунке перестают пересекаться, и доля наблюдательного времени на витке достигает максимально возможного значения $q = 1$. Если Солнце находится в плоскости орбиты, то оси конусов перпендикулярны друг другу, и их касание происходит при $\gamma_{cr} = \theta$. Это показывает, что изменение характера пересечения кривых $q(t, \theta_0)$ и $q(t, -\theta_0)$ при малых рабочих углах бленды, показанное на 13, происходит при $\gamma_{cr} = \theta_0$, что подтверждает сделанное выше предположение.

Таким образом, оптимальной стратегией, обеспечивающей максимальную длительность наблюдательного времени (т.е. максимальное

значение $\langle q \rangle$), является установка телескопа с положение с $\psi = \psi_{max}$, перекладка его из положения $\theta = +38.4^\circ$ в положение $\theta = -38.4^\circ$ и обратно в моменты пересечения Солнцем плоскости орбиты МКС. Соответствующие кривые $q(t)$ для разных γ_{cr} приведены на рис. 15. На этом рисунке представлены кривые для $\psi = \psi_{max} = 60^\circ$ и для $\gamma_{cr} = 90^\circ, 70^\circ$ и 50° . На нижнем графике рис. 15 показаны кривая зависимости от времени угла ξ между направлением на Солнце и плоскостью орбиты МКС и график переключений телескопа. Средние значения долей наблюдательного времени $\langle q \rangle$ для $\psi = \psi_{max} = 60^\circ$ и для нескольких значений γ_{cr} приведены в табл. 3.

При $\gamma_{cr} \leq \theta_0$ наблюдения можно вести непрерывно⁵ ($\langle q \rangle = 1$). Это иллюстрирует рис. 14. В изображенной на нем конфигурации телескоп направлен в северное полушарие относительно орбиты ($\theta = +38.4^\circ$). Согласно описанному выше алгоритму переключений это положение телескоп занимает, когда Солнце находится южнее плоскости орбиты. В момент пересечения плоскости

⁵ Без учета выключения телескопа на периоды внекорабельной деятельности.

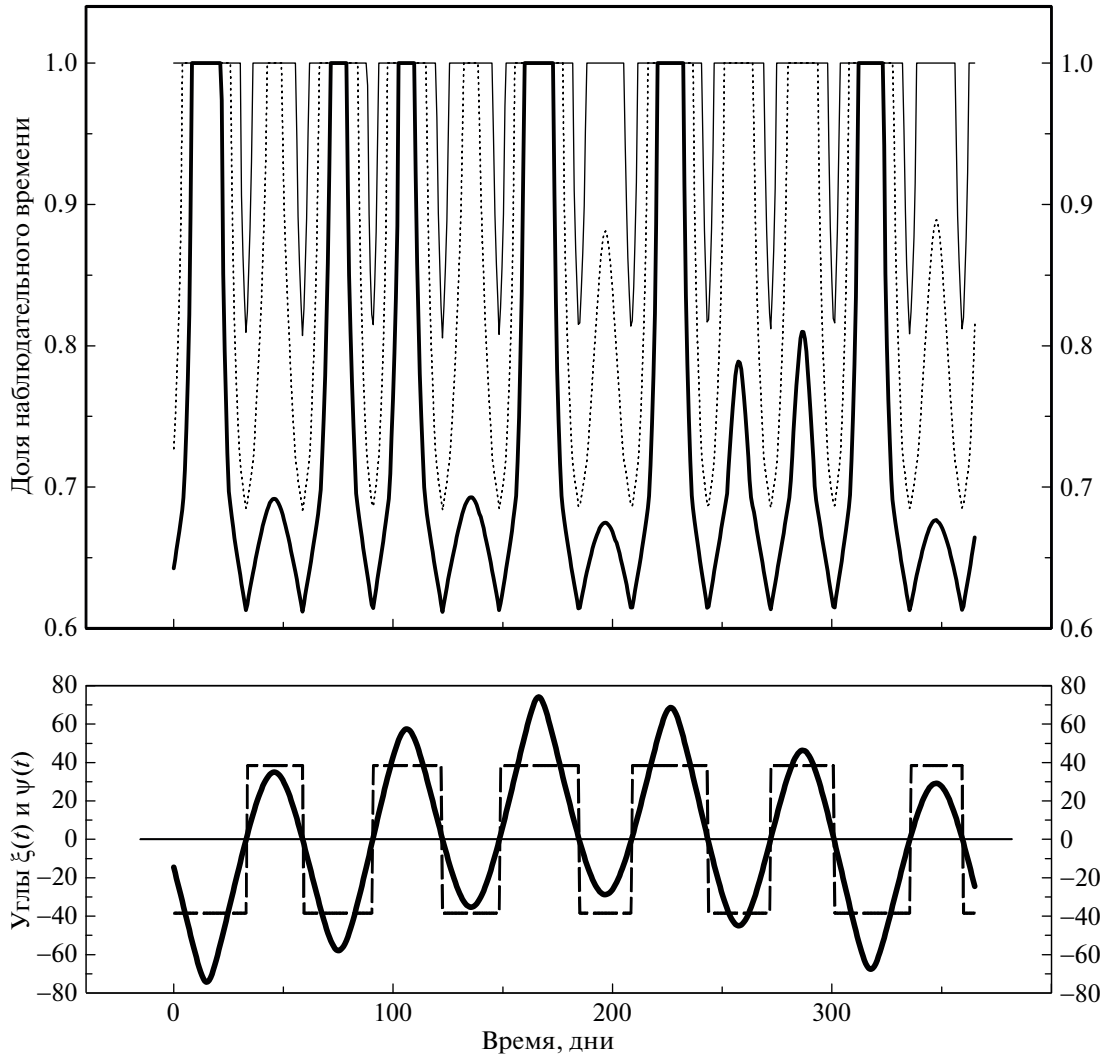


Рис. 15. На верхнем графике показана доля наблюдательного времени $q(t)$ за один год наблюдений для $\psi = 60^\circ$. Кривые соответствуют блендам с разной эффективностью: толстая сплошная кривая – $\gamma_{cr} = 90^\circ$, пунктирная линия – $\gamma_{cr} = 70^\circ$, тонкая сплошная линия – $\gamma_{cr} = 50^\circ$. Соответствующие средние значения $\langle q \rangle$ приведены в табл. 3. На нижнем графике: зависимость угла $\xi(t)$ между направлением на Солнце и плоскостью орбиты МКС (сплошная линия) и график оптимальных переключений телескопа $\theta(t)$ (штриховая линия). Переключения производятся в моменты, когда Солнце пересекает плоскость орбиты ($\xi(t) = 0$).

орбиты, показанный на рис. 14, Солнце занимает положение, наиболее близкое к конусу, описываемому осью визирования телескопа. В этот момент конусы, изображенные на рисунке, при

Таблица 3. Средняя доля наблюдательного времени за 1 год наблюдений в оптимальном режиме (переключки $\theta = \pm 38.4^\circ$, $\psi = 60^\circ$) в зависимости от предельного угла бленды γ_{cr} (без учета внекорабельной деятельности).

Предельный угол бленды γ_{cr}						
90°	80°	70°	60°	50°	40°	$\leq 38.4^\circ$
74%	81%	87%	93%	97.6%	99.8%	100%

$\gamma_{cr} = \theta_0$ касаются друг друга, что обеспечивает отсутствие потерь наблюдательного времени (т.е. $q = 1$). При любом положении Солнца строго ниже плоскости орбиты на рис. 14 отсутствие пересечения конусов сохраняется, и доля наблюдательного времени сохраняет максимальное значение $q = 1.0$.

Таким образом, при $\gamma_{cr} \leq \theta_0$, описанный выше режим наблюдения в положениях с $\theta = \pm \theta_0 = \pm 38.4^\circ$ обеспечивает непрерывное ведение наблюдений $q(t) = 1$.

При $\gamma_{cr} = \theta_0$ переключку телескопа необходимо проводить в момент t_\odot пересечения Солнцем

плоскости орбиты МКС (как и для всех случаев $\gamma_{cr} > 38.4^\circ$). При $\gamma_{cr} < 38.4^\circ$ вблизи этого момента времени кривые $q(t, +38.4^\circ)$ и $q(t, -38.4^\circ)$ не пересекаются, а накладываются друг на друга (см. верхние группы пересечений на рис. 13), соответственно переключку телескопа можно проводить не точно в момент t_0 , а в некотором интервале вблизи него.

При еще меньших значениях $\gamma_{cr} < \theta_0 - \varepsilon \approx 15.0^\circ$ Солнце никогда не засвечивает телескоп, установленный в положение с $\theta = \theta_0$ или $\theta = -\theta_0$. В этом случае переключки телескопа между крайними положениями $\theta = \pm\theta_0$ можно производить в произвольные моменты времени, ориентируясь только на равномерность покрытия небесной сферы наблюдениями. На рис. 12 это проявляется в том, что для $\gamma_{cr} < 15.0^\circ$ кривые $q(t, \pm 38.4^\circ)$ принимают вид прямых $q(t) = 1$.

Как уже отмечалось, эффективный угол бленды у телескопа “Ли́ра-Б” скорее всего будет достаточно большим, поэтому последние два рассмотренных случая, обеспечивающих без учета внекорабельной деятельности $q = 1$, вряд ли будут реализованы. В этом случае переключки телескопа производятся в моменты пересечения Солнцем плоскости орбиты МКС, что дает следующую статистику: за год производится 12 переключек с интервалом порядка половины периода прецессии орбиты МКС между ними, но эти моменты идут не строго периодически. Минимальное время между переключками составляет 1950550 с (~22.8 сут.), максимальное – 3288070 с (~38.0 сут.). В среднем между переключками проходит 2630000 с (~30.4 сут.).

Уже при “неэффективной” бленде ($\gamma_{cr} = 90^\circ$) средняя доля наблюдательного времени в предложенной схеме наблюдений становится равной $\langle q \rangle = 74\%$, что заметно больше, чем в предложенной ранее сезонной схеме. Значения $\langle q \rangle$ для меньших величин углов γ_{cr} приведены в табл. 3.

4. РЕЖИМ ЧАСТЫХ ПЕРЕКЛАДОК ТЕЛЕСКОПА

Сразу ограничим рассмотрением режима частых переключек телескопа следующими предположениями:

1) помимо “частых” переключек производятся “редкие”, для них используется стратегия, предложенная в разделе 3, т.е. телескоп отклонен на угол $\theta = \pm\theta_0$, при этом Солнце и ось визирования телескопа лежат по разные стороны от плоскости орбиты МКС;

2) за орбитальный виток могут проводиться две “частые” переключки телескопа: первая переключка переводит телескоп из положения, соответствующего стратегии “редких” переключек ($\theta = \pm\theta_0, \psi = \psi_{max}$), в новое положение, а вторая переключка возвращает его в исходное положение;

3) телескоп находится в штатном положении максимально возможное время, т.е. первая переключка проводится в момент начала засветки, а обратная – в момент ее окончания в штатном положении.

Еще раз вернемся к рис. 14. Телескоп наклонен к орбите на угол θ , в штатном положении значение этого угла равно $\theta_0 = 38.4^\circ$, а Солнце находится в плоскости орбиты или ниже ее ($-(i + \varepsilon) = -76.0^\circ \leq \xi \leq 0^\circ$). Наблюдения будут невозможны из-за засветки Солнцем в следующем диапазоне орбитальных фаз МКС

$$\cos(\varphi - \varphi_0) > \frac{\cos \gamma_{cr} \cos \xi - \tan \xi \sin \theta + \cos \gamma_{cr} \tan \xi \sin \xi}{\cos \theta}, \quad (4)$$

здесь φ_0 – начало отсчета орбитальной фазы, которое выбирается в середине интервала засветки; $\Delta\varphi \equiv \varphi - \varphi_0$. (Вывод этой формулы опускаем.) Для предельного случая, когда Солнце находится в плоскости орбиты МКС ($\xi = 0^\circ$), формула (4) приобретает более простой вид

$$\cos \Delta\varphi > \frac{\cos \gamma_{cr}}{\cos \theta}. \quad (5)$$

Графики зависимости $\Delta\varphi(\xi)$ для разных значений γ_{cr} показаны на рис. 16. Конусы, показанные на рис. 14, не пересекаются, если $\theta + |\xi| > \gamma_{cr}$. Это условие начинает выполняться при большом удалении Солнца под плоскость орбиты для любого γ_{cr} , что объясняет выход на ноль всех кривых в левой части рис. 16.

Изменение положения телескопа может быть связано с изменением только угла θ , только угла ψ или обоих этих углов одновременно. Рассмотрим все эти возможности.

4.1. Переключки только по θ

Чтобы полностью избежать засветки, надо в момент начала засветки (на орбитальной фазе МКС $\Delta\varphi_1$ в соответствии с формулой (4)) переложить телескоп из штатного положения $\theta = \theta_0$ в более высокое $\theta_1 = \gamma_{cr} - |\xi|$, угол ψ не меняется. В исходное положение телескоп возвращается в

момент прекращения засветки в штатном положении (т.е. на орбитальной фазе $\Delta\varphi_2 = -\Delta\varphi_1$).

Следует заметить, что если угол θ_1 достаточно велик, то смазы изображений звезд станут неприемлемо велики или же нарушится режим ВЗН у матриц фокальной плоскости [31]. В этом случае телескоп отклоняется на максимально допустимый угол $\theta_2 < \theta_1$, при этом засветка будет иметь место, но будет короче, ее длительность описывается формулой (4) для $\theta = \theta_2$.

4.2. Перекладки только по ψ

В момент начала засветки в штатном положении телескоп переключается следующим образом: угол θ не меняется, по углу ψ телескоп перемещается из штатного положения $\psi_{\max} = 60^\circ$ в положение $\psi_{\min} \approx -15^\circ$ (см. раздел 2.3), т.е. направление оси телескопа меняется на $\Delta\psi \approx 75^\circ$. В исходное положение телескоп возвращается в момент прекращения засветки в штатном положении. Орбитальные фазы моментов переключений задаются формулой (4).

В новом положении засветки не будет, если $\Delta\psi > 2\Delta\varphi$ (более того, в этом случае поворот телескопа можно уменьшить до $\Delta\psi = 2\Delta\varphi$). Если указанное неравенство не выполняется, то засветка будет присутствовать, но ее длительность составит $2\Delta\varphi - \Delta\psi$.

При перемещении только по углу ψ ось визирования телескопа продолжает двигаться по тому же кругу небесной сферы, что и до перекладки. Таким образом, часть звезд в полосе сканирования будет пронаблюдена два раза за один орбитальный виток.

3. Перекладки по θ и ψ одновременно

Изменение обоих углов ориентации телескопа позволяет добиться уменьшения потерь наблюдательного времени, по сравнению с перекладками только по θ или только по ψ . Изменение угла θ позволяет избежать двойного сканирования звезд, описанного в предыдущем подразделе.

5. ЧИСЛО ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ЗВЕЗД

Прецессия орбиты МКС сдвигает полосу сканирования на каждом витке, но скорость ее невелика, и любые точки на небе попадают в полосу сканирования несколько раз подряд. Число попаданий точки в полосу сканирования зависит от ее склонения δ , наклона оси визирования телескопа



Рис. 16. Зависимость орбитальной фазы начала засветки от удаления Солнца от плоскости орбиты МКС $\Delta\varphi(\xi)$ для блендов разными γ_{cr} . Кривые (снизу вверх) соответствуют значениям $\gamma_{cr} = 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ$ и 90° . В левой части всех кривых присутствуют горизонтальные участки, где нет засветки ($\Delta\varphi = 0$), которые тянутся до максимально возможного удаления Солнца от плоскости орбиты МКС $\xi_{\max} = -76.0^\circ$.

к плоскости орбиты МКС θ , а также от ширины поля зрения телескопа w .

Рассмотрим рис. 17. Горизонтальная плоскость на нем, а также соответствующий ей большой круг — плоскость орбиты МКС. Северный полюс орбиты (пересечение нормали к орбите с северным полушарием небесной сферы) обозначен буквой Z . Ось визирования телескопа отклонена на угол θ от плоскости орбиты. Полоса сканирования шириной $w \approx 1^\circ$ показана в верхней полусфере, ось визирования описывает малый круг, проходящий по середине полосы. Плоскость этого круга параллельна плоскости орбиты МКС.

Наклонные параллельные круги — небесный экватор и малые круги с $\delta = \text{const}$, описываемые звездами. Их плоскости наклонены к плоскости орбиты на угол $i = 51.6^\circ$. Северный полюс мира обозначен буквой N , он отстоит от полюса орбиты Z на тот же угол i .

С плоскостью орбиты связана система координат, одна из осей которой проходит через линию пересечения плоскостей орбиты и экватора. На рис. 17 плоскость орбиты неподвижна, а экваториальная система координат, привязанная к неподвижным звездам, вращается с периодом прецессии орбиты МКС P . Из-за этого вращения звезда попадает в полосу сканирования, а затем покидает ее, в этот интервал времени она будет на

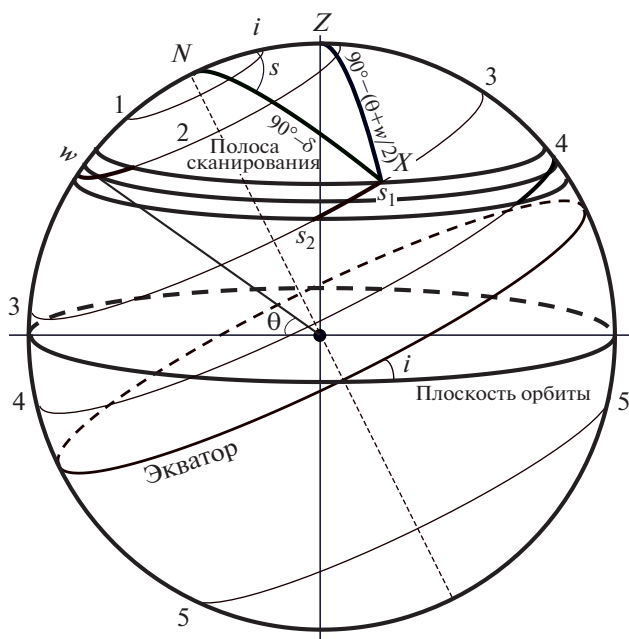


Рис. 17. Иллюстрация к оценке времени попадания звезды в полосу сканирования. Горизонтальные круги – плоскость орбиты МКС, середина и края полосы сканирования, наклонные круги – небесный экватор и малые круги, описываемые звездами. NZX – основной параллактический треугольник. Малые круги, различающиеся по типу пересечения с полосой сканирования, помечены цифрами от 1 до 5.

нескольких орбитальных витках подряд попадать в поле зрения телескопа “Лира-Б”.

Возможны пять ситуаций прохождения звезды через полосу сканирования, все они показаны на рис. 17 и обозначены цифрами 1–5. Звезды вблизи полюсов, вблизи кругов (1) и (5) вообще не попадают в полосу сканирования. Большая часть звезд (3) пересекает полосу сканирования дважды в симметричных точках. Поскольку рис. 17 симметричен относительно плоскости, проходящей через ось мира и точку Z , длительность обоих пересечений одинакова. Еще две группы звезд (2) и (4) не пересекают полосу сканирования полностью, они входят в полосу через одну из ее границ и выходят через эту же границу.

Рис. 17 соответствует ситуации, когда полюс мира лежит выше полосы сканирования, т.е. $|\theta| < \theta_0 - w/2 = 37.9^\circ$.

Оценим время пребывания звезды в полосе сканирования. Выберем звезду X со склонением δ , и рассмотрим параллактический сферический треугольник NZX . Две стороны этого треугольника постоянны и равны $NZ = i$, $NX = 90^\circ - \delta$, а сторона ZX и угол $s = \angle ZNX$ меняются со временем из-за прецессии.

Запишем теорему косинусов для этого треугольника [33]:

$$\cos ZX = \cos NZ \cos NX + \sin NZ \sin NX \cos s,$$

отсюда получаем выражение для угла s

$$\cos s = \frac{\cos ZX - \cos NZ \cos NX}{\sin NZ \sin NX}.$$

Рассмотрим случай (3). В момент t_1 пересечения верхней границы полосы сканирования третья сторона параллактического треугольника будет равна $ZX_1 = 90^\circ - \theta - w/2$, а в момент t_2 пересечения нижней границы соответственно $ZX_2 = 90^\circ - \theta + w/2$.

Учитывая длины остальных сторон треугольника, получаем:

$$\begin{aligned} \cos s_1 &= \frac{\sin(\theta + w/2) - \cos i \sin \delta}{\sin i \cos \delta}, \\ \cos s_2 &= \frac{\sin(\theta - w/2) - \cos i \sin \delta}{\sin i \cos \delta}. \end{aligned}$$

Соответственно получаем

$$\begin{aligned} \Delta s = s_2 - s_1 &= \arccos \frac{\sin(\theta - w/2) - \cos i \sin \delta}{\sin i \cos \delta} - \\ &- \arccos \frac{\sin(\theta + w/2) - \cos i \sin \delta}{\sin i \cos \delta}, \end{aligned}$$

а время пересечения полосы составит $\delta t = (\Delta s / 2\pi)P$.

Если при $s = 0^\circ$ сторона треугольника ZX лежит в интервале

$$90^\circ - \theta - w/2 < ZX < 90^\circ - \theta + w/2,$$

мы имеем случай (2). В этот момент треугольник вырождается в линию и выполняется соотношение $NX = ZX + i$, откуда следует ограничение на склонение δ . Если ZX попадает в этот интервал при $s = 180^\circ$, то имеем случай (4). Для него треугольник также вырождается, с выполнением соотношения $NX = ZX - i$ и ограничением на δ . В итоге получаем следующие соотношения

$$\delta t = \frac{P}{360^\circ} \begin{cases} \text{Не наблюдаются} & (1) \\ \text{при } (\theta + w/2) + i < \delta \leq 90^\circ. & (2) \\ 2(180^\circ - s_1) & (2) \\ \text{при } (\theta - w/2) + i < \delta < & \\ < (\theta + w/2) + i; & \\ s_2 - s_1 & \text{при } (\theta + w/2) - i < \delta < & (3) \\ < (\theta - w/2) + i; & \\ 2(s_1 - 0^\circ) & \text{при } (\theta - w/2) - i < & (4) \\ < \delta < (\theta + w/2) - i; & \\ \text{Не наблюдаются} & (5) \\ \text{при } -90^\circ \leq \delta < (\theta - w/2) - i. & \end{cases}$$

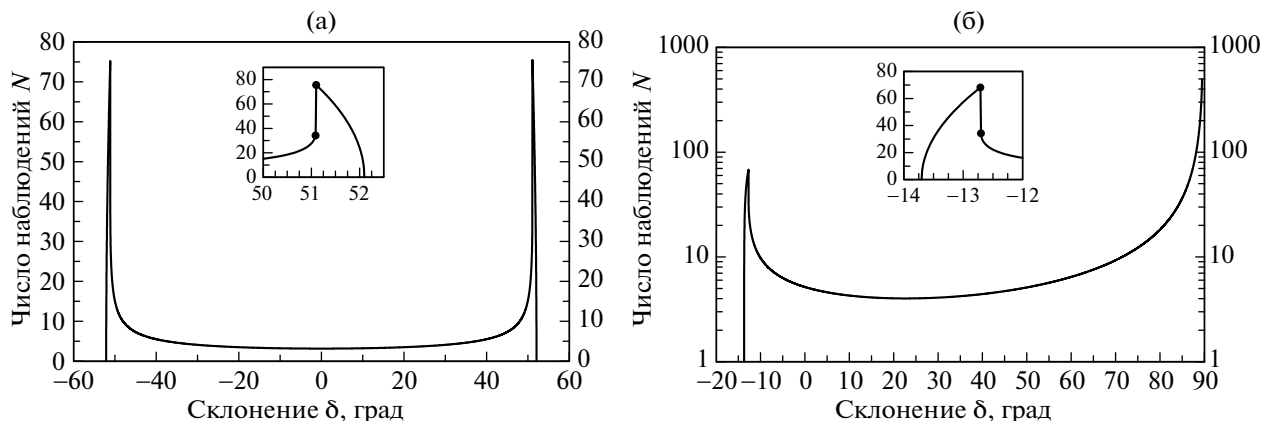


Рис. 18. Зависимость числа последовательных наблюдений звезды от ее склонения δ для а) $\theta = 0^\circ$; б) $\theta = 38.4^\circ$. На рисунке (а) минимум $N = 3$ достигается при $\delta = 0^\circ$, а максимумы $N = 75$ при $\delta = \pm 51.1^\circ$. На рисунке (б) минимум $N = 4$ достигается при $\delta = 22.7^\circ$, локальный максимум $N = 68$ при $\delta = -12.7^\circ$, резкое повышение N вблизи $\delta \approx 90^\circ$ — попадание полюса в полосу сканирования. Во врезках в увеличенных масштабах показаны пики (а) вблизи $\delta = 51^\circ$ (второй пик вблизи $\delta = -51^\circ$ — симметричен), (б) вблизи $\delta = -13^\circ$. У максимумов пиков наблюдаются скачки (разрывы) ровно в 2 раза, связанные с переходом от звезд типа (3) (согласно рис. 17), которые пересекают полосу сканирования два раза, к звездам типов (2) или (4), где наблюдается одно пересечение вдвое большей длины. Значения на краях разрыва отмечены черными кружками. Врезки даны в линейных шкалах.

Номера в строках этой формулы соответствуют вариантам, указанным на рис. 17. Заметим, что для случаев (2) и (4) приведено время от момента вхождения в полосу сканирования до выхода из нее, которое совпадает с полным временем пребывания в полосе сканирования за период прецессии, а для случая (3) — время пересечения полосы сканирования, которых за период прецессии происходит два (с равной длительностью), соответственно, полное время пребывания в полосе сканирования за период прецессии для случая (3) равно $2 \cdot \delta t$.

Рис. 17 построен для $|\theta| < \theta_0 - w/2$, но все полученные соотношения верны и для случая $|\theta| > \theta_0 + w/2$. В случае $\theta_0 - w/2 < |\theta| < \theta_0 + w/2$, когда в полосу сканирования попадает один из полюсов мира, вблизи него возникает область радиусом $r = w/2 - |\theta_0 - \theta|$, объекты внутри которой не покидают полосу сканирования никогда (формально $\delta t = P$).

От длительности пребывания в полосе сканирования δt легко перейти к среднему числу последовательных наблюдений точки (объекта):

$$\langle N \rangle = \delta t / P_{\text{orb}}.$$

В общем случае значение $\langle N \rangle$ будет дробным, в то время как число последовательных наблюдений объекта N — целое, по определению. Это означает, что часть объектов, расположенных на малом круге с заданным склонением δ , к которому относится величина $\langle N \rangle$, будет наблюдаться

$N = [\delta t / P_{\text{orb}}]$, а остальные — $N + 1$ раз (здесь скобки [...] означают взятие целой части числа). Например, при $\langle N \rangle = 4.25$, 75% объектов будут наблюдаться по 4 раза, а оставшиеся 25% — по 5 раз подряд.

Графики зависимости $\langle N \rangle(\delta)$ представлены на рис. 18 для углов отклонения $\theta = 0^\circ$ и 38.4° соответственно. График для $\theta = -38.4^\circ$ симметричен графику с $\theta = +38.4^\circ$ относительно вертикальной линии $\delta = 0^\circ$. На графике, соответствующем углу отклонения 38.4° , масштаб по вертикальной оси логарифмический.

Плотность покрытия неба наблюдениями однозначно связана с числом наблюдений точки небесной сферы на последовательных витках. Покрытие неба будет осесимметричным относительно оси мира, отклонения от симметрии будут связаны с конечной длительностью эксперимента и с выключением телескопа на периоды внекорабельной деятельности экипажа МКС. Зависимость покрытия неба от склонения δ является суммой распределений, показанных на рис. 18а и 18б (для $\theta = -38.4^\circ$ — зеркально симметричный относительно вертикальной оси) с весами, пропорциональными длительности наблюдений в каждом из положений. Для оптимальной стратегии, в которой по 50% наблюдений проводятся при $\theta = \theta_0$ и $-\theta_0$, зависимость числа покрытий неба за один год наблюдений показана на рис. 19.

Поскольку в этой стратегии полоса сканирования всегда проходит через один из полюсов мира, они будут наблюдаться на каждом витке на кото-

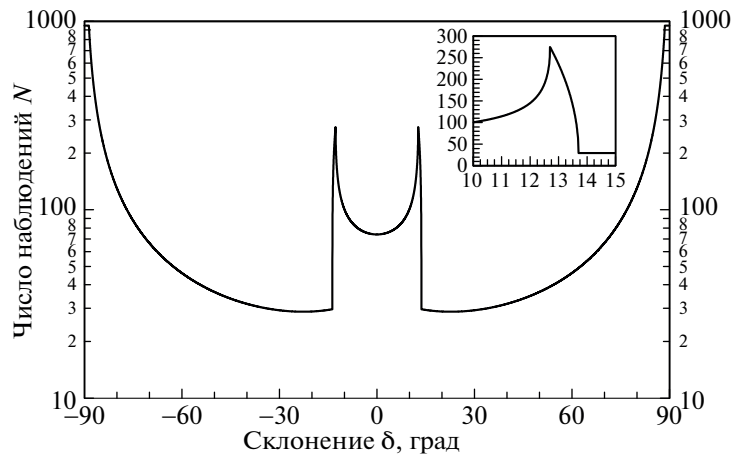


Рис. 19. Среднее число наблюдений точки неба за один год при оптимальной стратегии с “неэффективной” блендой в зависимости от склонения δ (без учета внекорабельной деятельности на МКС). Во врезке в увеличенном масштабе показан пик вблизи $\delta = 14^\circ$ (второй пик вблизи $\delta = -14^\circ$ — симметричен). В пиках нет скачков, наблюдающихся на рисунках 18. Врезка дана в линейных шкалах.

ром ведутся наблюдения. По мере удаления от полюса плотность наблюдений быстро падает. В области $-14^\circ < \delta < +14^\circ$, где наблюдения возможны при обоих положениях телескопа, плотность наблюдений более высокая. Кроме того, при $\delta = \pm 14^\circ$ полоса сканирования проходит вдоль круга склонения, поэтому на этих склонениях наблюдается резкий подъем плотности покрытия наблюдениями.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ОБСУЖДЕНИЕ

По результатам проделанной работы можно сделать следующие выводы.

Найдена стратегия сканирования неба, обеспечивающая максимальную долю наблюдательного времени. Она имеет следующий вид: телескоп отклоняется от плоскости орбиты МКС на угол $\theta = \pm\theta_0 = \pm 38.4^\circ$, при этом ось визирования телескопа и Солнце должны находиться по разные стороны от плоскости орбиты. Перевод телескопа из одного из этих положений в другое осуществляется в момент пересечения Солнцем плоскости орбиты МКС (примерно 1 раз в месяц). В плоскости орбиты телескоп максимально отклоняется от локального зенита $\psi = \psi_{\max} = 60^\circ$.

Даже при “неэффективной” бленде телескопа при такой стратегии доля наблюдательного времени составляет 74%, в предлагавшихся ранее стратегиях наблюдений эта доля составляла 53%–58%. При использовании более эффективных бленд доля наблюдательного времени возрастает, значения приведены в табл. 3.

При описанной стратегии сканирования неба любой объект, попавший в поле зрения телескопа, наблюдается на нескольких орбитальных витках подряд. Минимальное число последовательных наблюдений равно 4 и достигается для $\delta = +23^\circ$ при отклонении телескопа к северу от плоскости орбиты и для $\delta = -23^\circ$ при отклонении к югу. Также имеется локальный максимум числа последовательных наблюдений, равный 68 на краю сканируемого сегмента (для $\delta = -14^\circ$ при отклонении телескопа к северу и для $\delta = +14^\circ$ при отклонении к югу).

Один из полюсов мира и область 0.5° вокруг него (половина ширины поля зрения телескопа) сканируются на каждом орбитальном витке, пока телескоп не изменяет своего положения. Поскольку средний интервал времени между переключками составляет примерно 1 мес., объекты в этой области будут наблюдаться примерно 500 раз подряд.

Следует обсудить еще два момента. Отклонение телескопа позволяет увеличить длительность наблюдений, при этом изображения звезд будут смазываться (см. подраздел 1.3.3). Для задач, в которых будет использоваться фотометрическая или цветовая информация, получаемая в КЭ “Лира-Б” (например, [8–10, 14–16, 19, 20, 23–26, 30]), влияние смаза не очень существенно. Однако для задач астрометрического толка (измерение координат звезд, астероидов, конфигурации спутников планет-гигантов [35, 36]), а также в задачах, рассмотренных в [6, 7, 11, 13, 17, 18, 21], смаз может ухудшить ожидаемые результаты. Возможно, для решения задач астрометрии необ-

ходимо ввести дополнительные сеансы наблюдений в плоскости орбиты ($\theta = 0^\circ$), несмотря на потери наблюдательного времени.

Второй момент, требующий обсуждения, также связан со смазами изображений. В настоящей работе в качестве критерия была выбрана полная длительность наблюдательного времени. Сигнал от звезды в смазанном и резком изображениях одинаков при равной длительности экспозиции, но смазанное изображение занимает большее число пикселей, при их считывании регистрируется больший шум. Одновременно скорость сканирования по малому кругу ниже, чем по большому (в плоскости орбиты), что увеличивает длительность экспозиции у смазанных изображений. Вероятно, более корректным было бы использовать интегральный критерий, основанный на достижении максимума отношения сигнала к шуму в изображениях звезд, однако такой критерий необходимо корректно сформулировать. Этот критерий будет зависеть не только от ориентации телескопа и параметров бленды, но и от характеристик и режимов работы матричных приемников излучения телескопа “Ли́ра-Б”. Мы планируем проведение такого анализа в ближайшее время.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят А.И. Захарова за ценные замечания и внимательное прочтение черновика статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Создание комплекса научной аппаратуры (КНА) “Многоцветного фотометрического обзора неба” (МФОН). Пояснительная записка к эскизному проекту. Санкт-Петербург: Университет ИТМО, 2010.
2. А. И. Захаров, А. О. Жуков, А. В. Миронов, Б. П. Паченко, М. Е. Прохоров, О. Ю. Стекольников и М. С. Тучин, *Создание комплекса научной аппаратуры многоцветного фотометрического обзора неба* (М.: Аналитический центр, 2018).
3. А. И. Захаров, А. О. Жуков, А. В. Миронов, М. Е. Прохоров и О. Ю. Стекольников, в сб.: *Астрономия-2018. Современная звездная астрономия 2018* (М.: ИЗМИРАН) **1**, 172 (2018).
4. A. Mironov, A. Zakharov, M. Prokhorov, in *The Science of Calibration*, eds S. Deustua, S. Allam, D. Tucker, J. A. Smith, ASP Conf. Ser. **503**, 123 (2016).
5. A. I. Zakharov, A. V. Mironov, F. N. Nikolaev, M. E. Prokhorov, and M. S. Tuchin, *Astronomische Nachrichten* **334**, 823 (2013).
6. V. M. Lipunov and M. E. Prokhorov, *Astrophys. and Space Sci.* **98**, 221 (1984).
7. V. M. Lipunov, S. N. Nazin, E. Yu. Osminkin, and M. E. Prokhorov, *Astron. and Astrophys.* **282**, 61 (1994).
8. V. M. Lipunov, S. N. Nazin, I. E. Panchenko, K. A. Postnov, and M. E. Prokhorov, *Astron. and Astrophys.* **298**, 677 (1995).
9. N. A. Gorynya, A. S. Rastorguev, and N. N. Samus, *Astronomy Letters* **22**, 33 (1996).
10. E. V. Glushkova, M. V. Zabolotskikh, A. S. Rastorguev, I. M. Uglova, and A. A. Fedorova, *Astronomy Letters* **23**, 71 (1997).
11. N. I. Shakura, K. A. Postnov, and M. E. Prokhorov, *Astron. and Astrophys.* **331**, L37 (1998).
12. N. I. Shakura, N. A. Ketsaris, M. E. Prokhorov, and K. A. Postnov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **300**, 992 (1998).
13. N. I. Shakura, M. E. Prokhorov, K. A. Postnov, and N. A. Ketsaris, *Astron. and Astrophys.* **348**, 917 (1999).
14. O. K. Sil'chenko, V. L. Afanasiev, V. H. Chavushyan, J. R. Valdes, *Astrophys. J.* **577**, 668 (2002).
15. S. Karpov, D. Bad'in, G. Beskin, A. Biryukov, S. Bondar, et al., *Astronomische Nachrichten* **325**, 677 (2004).
16. V. S. Kozyreva and A. I. Zakharov, *Astronomy Letters* **32**, 313 (2006).
17. D. Klochkov, R. Staubert, K. Postnov, N. Shakura, A. Santangelo, et al., *Astron. and Astrophys.* **482**, 907 (2008).
18. M. S. Pshirkov and S. B. Popov, *J. Exp. Theor. Phys.* **108**, 384 (2009).
19. O. K. Sil'chenko, A. V. Moiseev, and V. L. Afanasiev, *Astrophys. J.* **694**, 1550 (2009).
20. N. N. Samus, E. V. Kazarovets, O. V. Durlevich, N. N. Kireeva, and E. N. Pastukhova, *VizieR On-line Data Catalog: B/gcvs* (2009).
21. M. Revnivtsev, K. Postnov, A. Kuranov, and H. Ritter, *Astron. and Astrophys.* **526**, A94, (2011).
22. A. Chashkina and S. B. Popov, *New Astron.* **17**, 594 (2012).
23. A. K. Dambis, A. S. Rastorguev, and M. V. Zabolotskikh, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **439**, 3765 (2014).
24. A. V. Mironov, A. I. Zakharov, V. G. Moshkaley, O. Yu. Malkov, and E. Yu. Kilpio, *Baltic Astron.* **23**, 286 (2014).
25. D. Chulkov, M. Prokhorov, O. Malkov, S. Sichevskij, N. Krussanova, A. Mironov, A. Zakharov, and A. Kniazev, *Baltic Astron.* **24**, 137 (2015).
26. K. A. Postnov, M. I. Gornostaev, D. Klochkov, E. Laplace, V. V. Lukin, and N. I. Shakura, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **452**, 1601 (2015).
27. G. M. Beskin, S. V. Karpov, A. V. Biryukov, S. F. Bondar, E. A. Ivanov, et al., *Astrophys. Bull.* **72**, 81 (2017).
28. K. V. Sokolovsky, P. Gavras, A. Karampelas, S. V. Antipin, I. Bellas-Velidis, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **464**, 274 (2017).
29. П. А. Кузнецов, И. С. Моцев и С. С. Хромов, *Успехи прикладной физики.* **1**, № 5, 606 (2013).

30. *A. I. Zakharov, A. V. Mironov, M. E. Prokhorov, A. V. Biryukov, O. Yu. Stekol'shchikov, and M.S. Tuchin*, *Astronomy Reports* **57**, 195 (2013).
31. *M. E. Prokhorov, A. I. Zakharov, A. V. Mironov, A. V. Biryukov, O. Yu. Stekol'shchikov, et al.*, *Baltic Astronomy* **24**, 92 (2015).
32. *А. И. Захаров, М. Е. Прохоров, М. С. Тучин*, в сб. *Инновационные решения для космической механики, физики, астрофизики, биологии и медицины*, под ред. В. А. Садовниченко, А. И. Григорьева, М. И. Панасюка, (М.: МГУ) 44 (2018).
33. *В. Е. Жаров*, *Сферическая астрономия* (Фрязино: Век2, 2006).
34. *Российский сегмент МКС. Справочник пользователя* (Королев: РКК "Энергия", 2018).
35. *J.-E. Arlot, W. Thuillot, C. Ruatti, A. Ahmad, F. Amossé et al.*, *Astron. and Astrophys.* **493**, 1171 (2009).
36. *N. V. Emelianov*, *Solar System Research* **37**, 314 (2003).

УДК 523.98

РЕНТГЕНОВСКИЕ ВСПЫШКИ И КОМПЛЕКСЫ АКТИВНОСТИ НА СОЛНЦЕ В 24 ЦИКЛЕ

© 2020 г. Е. С. Исаева^{1, 2}, В. М. Томозов², С. А. Язев^{1, 2, *}

¹ Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

² Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

*E-mail: syazev@gmail.com

Поступила в редакцию 13.05.2019 г.

После доработки 28.08.2019 г.

Принята к публикации 06.09.2019 г.

Проанализирована статистическая связь комплексов активности (КА) на Солнце и солнечных вспышек с рентгеновскими классами GOES выше M1.0 (744 события) в течение 24 цикла солнечной активности (до января 2019 г.). Все группы пятен разбиты на три класса: в ядрах КА, в ветвях КА, за пределами КА. Показано, что 78% вспышек указанных классов происходят преимущественно в группах пятен, расположенных в ядрах и в ветвях КА. Удельное число вспышек в ядрах КА в 2.5 раза превышает соответствующий параметр в ветвях КА и за пределами КА. С КА связаны 87% LDE-вспышек указанных классов, 82% всех сильных протонных вспышек, генерирующих потоки энергичных протонов на орбите Земли, а также 74% всех гамма-вспышек в 24 цикле.

DOI: 10.31857/S000462992001003X

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечные вспышки были и остаются важным объектом исследования из-за их высокой геоэффективности вследствие воздействия на околоземную среду высокоэнергичных ускоренных частиц и корональных выбросов масс. В наших предыдущих работах была показана тесная связь вспышек с комплексами активности (КА) на Солнце. Следует напомнить, что в соответствии с используемым определением КА представляют собой долгоживущие (не менее трех кэррингтоновских оборотов подряд) структуры магнитных полей, для которых характерно постоянное расположение групп пятен в кэррингтоновской системе координат [1]. Такие участки солнечной поверхности называются ядрами КА. В некоторых случаях рядом с ядрами (менее чем в 30 гелиографических градусов) наблюдаются группы пятен (активные области, далее АО), физически (через системы корональных петель) связанные с ядрами КА. Такие АО в рамках описываемого подхода называются ветвями КА. Различия между ядрами и ветвями КА заключаются в том, что пятна в ядре КА наблюдаются на протяжении не менее чем трех оборотов Солнца подряд, в то время как ветвь КА — это, как правило, АО, которая существует в пределах одного оборота. Кроме того, АО, образующая ветвь КА, подвержена дифференциальному вращению, вращаясь с типичной для своей широты скоростью, тогда как АО в

ядре КА всегда вращаются с кэррингтоновской скоростью [2]. Все прочие АО, возникающие вне ядер и ветвей КА, могут быть условно отнесены к спорадической компоненте активности пятен.

В ряде работ было показано, что КА являются преимущественными местами возникновения, как минимум, сильных солнечных вспышек. В работе [3] показано, что в 21–23 циклах около 80% всех протонных вспышек, воздействующих на природную среду из каталога [4], происходили в ядрах, либо в ветвях КА на одном из этапов их развития. Таким образом, КА — это сложные эволюционирующие магнитные структуры на Солнце, требующие первостепенного изучения при решении задачи прогноза солнечных вспышек.

Настоящая работа посвящена статистике солнечных вспышек различных классов, имеющих отношение к КА. Если в работе [1] рассматривались закономерности возникновения только протонных вспышек из каталога [4], то здесь анализу подверглись все рентгеновские вспышки классов выше чем M1.0, происшедшие в течение текущего 24 цикла солнечной активности в период с января 2009 по декабрь 2018 г. включительно. Кроме того, отдельно рассмотрены вспышки с продолжительным гамма-излучением.

Таблица 1. Значения индекса мощности ядер КА

Баллы	Описание пятен в ядре КА	Аналог цюрихской классификации групп пятен
0.5	Одна либо две группы пор без биполярной структуры	A, B либо A + A
1	Одна группа пятен, включающая пятно с полутенью либо три группы пор	C либо A + A + A либо B + B
1.5	Группа пятен с двумя и более пятнами с полутенью, либо с одним крупным пятном, или две небольшие группы	C + (A или B) или E или C + C или J или H
2	Крупная группа с большим числом пятен и пор, в том числе с большими пятнами, либо две группы пятен	E + (B или C) или G + (B или C)
2.5	Большая группа пятен (площадь более 1000 мдп), протяженность более 20°, либо две крупные группы пятен	F или E + D
3	Экстремально крупная группа пятен (площадь более 2000 мдп.), либо крупная группа пятен с группами-спутниками рядом с ней	F > 20°

2. АКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ В 24 ЦИКЛЕ

Поскольку подавляющее большинство вспышек происходит в АО, рассмотрим статистику образования пятен в 24 цикле. Всего за период от начала 24 цикла (2078 оборот, январь 2009 г.) до конца 2211 оборота (декабрь 2018 г.) на видимом полушарии Солнца отмечено 1720 групп пятен (последняя из них имела номер 12731 по классификации NOAA). С помощью методики площадок длительной активности [5], из их числа были выделены АО, развивавшиеся в ядрах и ветвях КА. Эти АО были занесены в каталог КА [6], описание каталога приведено в работе [7].

Для описания КА удобно использовать специальные индексы – число ядер КА в данном обороте *n* и суммарная мощность ядер КА в данном обороте *P* (степень запятненности по 6-балльной шкале). Эти индексы, предложенные Баниным [8], были впоследствии модифицированы [2]. Индекс *P* приписывается каждой АО во время ее максимального развития. Описание шкалы значений индекса *P* приведено в табл. 1. [2, 9]

Для изучения свойств активности пятен, включая КА, были построены синоптические карты для каждого кэррингтоновского оборота 24 цикла, начиная с 2009 по 2213 обороты. На карты были нанесены группы пятен в состоянии, близком к фазе максимального развития по данным собственных наблюдений фотосферы Солнца в астрономической обсерватории Иркутского государственного университета (ИГУ), дополненным наблюдениями космической обсерватории SDO. С использованием синоптических карт и методики площадок длительной активности [1, 2, 8] были выделены ядра и ветви КА и определены значения максимальной мощности ядер КА *P* для каждого ядра КА в каждом кэррингтоновском обороте. Для каждого оборота определено также число ядер КА *n*. Эти параметры занесены в ката-

лог, на основе которого была создана специальная база данных [10].

Систематизация данных позволила выделить следующие характеристики развития КА в 24 цикле. Первый КА 24 цикла появился в декабре 2009 г. (оборот 2091), последний исчез в июне 2018 г. (оборот 2205). Всего в 24 цикле на видимом полушарии Солнца выделены 706 АО, развивавшихся в ядрах КА (41% от общего числа), в том числе 363 в северном и 343 в южном полушарии. Количество АО, причисленных к ветвям КА, составило соответственно 179 и 150 в северном и южном полушариях Солнца, всего 329 (19.1%) от общего числа АО в цикле. Таким образом, всего в ядрах и ветвях КА наблюдались 1035 АО (60.2% от общего числа за рассматриваемый период). Вне КА развивались 685 АО (39.8%).

В каталоге КА описаны 64 ядра КА в северном полушарии и 50 ядер КА в южном, всего 114 ядер КА за рассматриваемый период. Таким образом, в северном полушарии активность комплексов КА была выше, чем в южном полушарии. Первое ядро КА северного полушария возникло в 2091 обороте, последнее – исчезло в 2205 обороте. В южном полушарии первое ядро КА появилось в 2099 обороте (более чем на полгода позже, чем в северном), последнее исчезло в 2197 обороте (на полгода раньше, чем в северном). Таким образом, цикл развития ядер КА в южном полушарии Солнца оказался на год короче, чем в северном полушарии.

Имеет смысл провести сравнение параметров КА с аналогичными данными в предыдущих циклах. Они приведены в табл. 2 и 3. Из табл. 2 следует, как минимум, наличие ярко выраженной северно-южной асимметрии в течение последних циклов – доминирование активности КА в южном полушарии в 23 цикле и преобладание ее в северном полушарии – в 24 цикле (в отличие от

Таблица 2. Ядра КА в 22–24 циклах

Номер цикла	Северное полушарие	Южное полушарие	Всего
22	52	52	104
23	69	77	146
24	64	50	114

симметрии, характерной для 22 цикла). Заметим, что нарастающая от 23 к 24 циклу асимметрия отмечалась многими авторами и для других параметров циклов. Что касается флуктуаций общего числа ядер КА от цикла к циклу, то предположительно так проявляется в индексах КА правило Гневывшева–Оля (чередование более и менее высокого уровня активности в четных и нечетных циклах [11, с. 48]). Впрочем, при столь малой статистике (три цикла) сложно уверенно говорить о каких-либо закономерностях.

На рис. 2 показано, как менялось со временем (N_T – кэррингтоновские обороты) количество ядер комплексов КА в ходе 24 цикла активности ядер комплексов КА в ходе 24 цикла активности отдельно для северного N_p и для южного N_s полушарий Солнца. Ядрам КА южного полушария для наглядности графика приписаны отрицательные значения.

Рисунок демонстрирует существенную северно-южную асимметрию развития ядер КА в 24 цикле. Максимум числа КА в северном полушарии отмечен в 2012 г., после чего на протяжении практически пяти лет число северных ядер КА флуктуировало около среднего значения 2–3 объекта в обороте. В отличие от северного полушария, число ядер КА в южном полушарии квазициклически нарастало от начала цикла, достигнув ярко выраженного максимума в 2014 г., после чего последовал сравнительно резкий спад числа ядер КА. Указанная асимметрия хорошо просматривается в 24 цикле и во временном ходе индекса чисел Вольфа W , что подтверждает высокую корреляцию (0.85) между индексом W и индексом КА n и P , отмеченную в работе [12].

Обратимся к табл. 3. Общее число оборотов в цикле приведено в столбце 2; число оборотов, в которых наблюдалось хотя бы одно ядро КА, ука-

зано в столбце 3. Значения средней удельной мощности ядра КА (суммарной мощности ядер КА в данном обороте, отнесенной к числу n ядер КА в этом обороте) оказались близкими: в 22-м цикле – 1.11, в 23 цикле – 1.09, в 24 цикле – 1.06. Заметна тенденция к постепенному уменьшению удельной мощности ядер КА от цикла к циклу. При расчете значений этого параметра учитывались только те обороты, в которых на солнечном диске наблюдались ядра КА. Так было далеко не всегда: в 22 обороте отмечено 29 “нулевых” в указанном смысле оборотов из 130, в 23 – 44 из 168. В 24 цикле по состоянию на февраль 2019 г. (2213 оборот) КА отсутствовали в 29 оборотах из 135 (цикл еще не закончился, и, по-видимому, число “нулевых” оборотов в завершающемся 24 цикле превысит 40, согласно нашему прогнозу). В начале цикла количество “нулевых” (без ядер КА) оборотов составило соответственно 6 в 22 цикле, 14 в 23 цикле, и 13 в начале 24 цикла. Таким образом, по сравнению с 22 циклом, КА в 23 и 24 циклах начали появляться с заметной задержкой по отношению к моменту начала цикла, определяемому по сглаженной кривой среднемесячных значений чисел Вольфа [11, с. 41].

На рис. 3 приведено распределение ядер КА в 24 цикле по продолжительности существования.

Согласно применяемому определению КА [1, 2], ядер КА, существующих на протяжении одного или двух кэррингтоновских оборотов, не зарегистрировано. Основная часть ядер КА существует на протяжении 3–6 оборотов. Немногочисленным более длительным случаям соответствует длинный плоский “хвост” распределения.

3. РЕНТГЕНОВСКИЕ ВСПЫШКИ В 24 ЦИКЛЕ

По открытым данным о солнечных вспышках, регистрируемых спутниками GOES, выполнен статистический анализ вспышечной активности в 24 цикле, включая оценку вклада КА в общий ход вспышечной активности. Рассматривались только вспышки рентгеновских баллов начиная с M1.0.

Всего в рассматриваемый период 24 цикла были зафиксированы 744 вспышки МХ-классов, в

Таблица 3. Параметры ядер КА в 22–24 циклах солнечной активности

№ цикла	Число анализируемых оборотов цикла	Число оборотов с ядрами КА	Среднее число ядер КА в обороте	Средняя удельная мощность ядра КА в обороте	Суммарная мощность ядер КА за цикл	Средняя мощность ядер КА в обороте
22	130	101	4.31	1.11	613	6.07
23	168	124	4.49	1.09	866	6.98
24	135*	104	5.27	1.06	580	5.57

* до 2213 оборота включительно

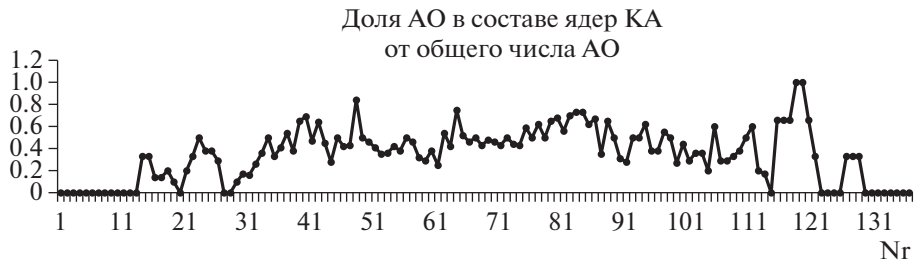


Рис. 1. Отношение числа АО в составе ядер КА к полному числу АО в 24 цикле. По оси абсцисс отложено время в кэррингтоновских оборотах Nr, начиная от начала цикла.

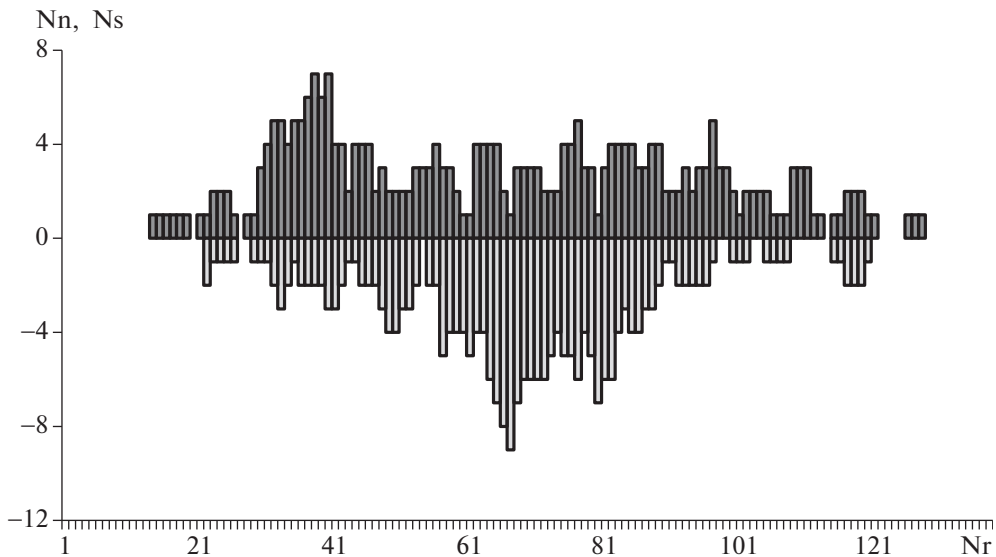


Рис. 2. Количество ядер КА в 24 цикле. Nn — число ядер КА в северном полушарии (сверху), Ns — число ядер КА в южном полушарии (снизу), пояснения в тексте.

том числе 310 в северном полушарии и 434 в южном (южное полушарие оказалось значительно более активным по количеству произведенных вспышек). Вспышечно-активными оказались 234 из 1720 АО (13.6%). Таким образом, более 86% всех АО, наблюдавшихся на видимом диске Солнца в 24 цикле, генерировали либо слабые

вспышки рентгеновского С-класса, не рассматриваемые в данной работе, либо вообще не производили никаких вспышек.

Вклад АО, находящихся в составе КА, в процесс генерации вспышек составил 78.2% (в КА произошли 582 вспышки из 744), в том числе 490 в ядрах КА и 92 в ветвях КА. 162 вспышки (11.8%) произвели АО, не имеющие отношения к КА.

Средняя вспышечная продуктивность групп пятен, находящихся в ядрах КА (количество вспышек в ядрах КА, отнесенное к общему числу АО в ядрах КА), составила 0.69. В ветвях КА этот показатель оказался существенно ниже (0.28), в АО вне КА — еще ниже (0.24).

Как известно (например, см. [13]), с 1976 г. в качестве индекса, отражающего уровень солнечного рентгеновского излучения, используется фоновое значение потока мягкого рентгеновского излучения Солнца в диапазоне 0.1–0.8 нм (12.5 эВ–1 кэВ) по данным спутников серии

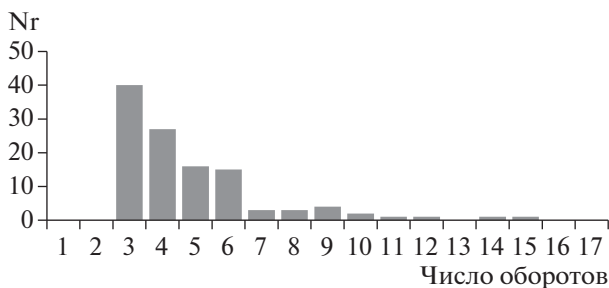


Рис. 3. Распределение ядер КА в 24 цикле по продолжительности жизни.

Таблица 4. Вспышечная активность в 24 цикле

	Общее число АО N	Число вспышечных АО Nf	Число вспышек F	Среднее удельное число вспышек F/Nf	Вспышечный индекс A	Удельный индекс вспышки A/N	A/Nf
Ядра КА	706	115	490	0.69	190.62	0.27	1.66
Ветви КА	329	57	92	0.28	39.24	0.12	0.69
АО вне КА	685	55	162	0.24	54.05	0.08	0.98
Всего	1720	234	744		284.89	0.17	1.22

GOES. Поток рентгеновского излучения может быть отнесен к одному из классов А, В и С.

$$A = (1 - 9) \times 10^{-8} \text{ Вт/м}^2,$$

$$B = (1 - 9) \times 10^{-7} \text{ Вт/м}^2,$$

$$C = (1 - 9) \times 10^{-6} \text{ Вт/м}^2.$$

Патрульные наблюдения показали, что изменения фонового рентгеновского излучения обычно заключены в пределах от $A < 1$ в минимуме солнечного цикла до $C < 5$ в максимуме солнечного цикла. Та же система обозначений применяется для обозначения вспышек, максимальные интенсивности рентгеновского излучения которых лежат в пределах

$$(1 - 9) \times 10^{-6} \text{ Вт/м}^2 \text{ (класс С),}$$

$$(1 - 9) \times 10^{-5} \text{ Вт/м}^2 \text{ (класс М),}$$

$$(1 - n) \times 10^{-4} \text{ Вт/м}^2 \text{ (класс Х),}$$

где n ограничено возможностями сенсора. На основании этой номенклатуры были введены следующие классы для рентгеновских вспышек. Малыми называются все вспышки баллов А, В и С. Средние вспышки – все вспышки в пределах от М1 до М4.9 (М1 – 10^{-5} Вт/м², М4.9 – 4.9×10^{-5} Вт/м²). Все вспышки больше М5 считаются большими или сильными (М5 – 5×10^{-5} Вт/м²). Запись “вспышечный индекс данной вспышки равен М7.6” означает, что излучение во время максимума ее развития соответствовало величине 7.6×10^{-5} Вт/м², а соответствующая вспышка должна считаться сильной.

Вспышечные индексы для каждой вспышки классов М и Х занесены в таблицу. Выполнены расчеты суммарных значений вспышечного индекса А для всех вспышечно-активных областей в 24 цикле, генерировавшим хотя бы одну вспышку МХ-классов. Характеристики вспышечной активности в 24 цикле приведены в табл. 4.

Интегральный вспышечный индекс в 24 цикле по результатам суммирования значений вспышечного индекса для всех вспышек МХ-классов составил 284.89, в том числе 118.91 в северном полушарии и 165.98 в южном полушарии. Значение суммарного вспышечного индекса для вспышек,

происшедших в ядрах КА, составило 190.62, для вспышек в ветвях КА – 39.24, для вспышек в АО вне КА – 54.05. Удельные значения суммарного вспышечного индекса, отнесенного к числу АО, находившихся в ядрах КА, в ветвях КА и вне КА, составили соответственно 0.27, 0.12 и 0.08. Среднее значение удельного вспышечного индекса A/N для АО в ядрах КА, таким образом, более чем втрое превышает среднее значение для АО вне КА и более чем вдвое – среднее значение для АО-ветвей КА. Если рассматривать средний удельный вспышечный индекс A/Nf только для вспышечных АО в ядрах КА, ветвях КА и вне КА, соответствующие значения оказываются иными – 1.66 : 0.69 : 0.98. По-прежнему, наибольшее энерговыделение во вспышках регистрируется в АО, находящихся в ядрах КА, а самое низкое – в ветвях КА.

Как следует из табл. 4, всего 162 вспышки (21.8% от общего числа вспышек) наблюдались вне ядер и ветвей КА, в том числе 51 вспышка в северном полушарии и 111 в южном полушарии. Таким образом, более 79% всех вспышек указанных классов в 24 цикле имели отношение к КА.

Распределение вспышечных АО по полушариям приведено в табл. 5. В ней указано число АО, генерировавших вспышки МХ-классов. В скобках во втором столбце приведено число АО, находившихся в пределах ядра вспышечных КА. Как правило, вспышка приписывается одной АО, но находящиеся в компактном ядре КА все АО участвуют во вспышке, поэтому число фактически вспышечных АО оказывается несколько больше.

Таким образом, из 234 вспышечно-активных АО 179 (76%) имеют отношение к КА. В том числе 67% произошли в АО, находившихся в ядрах КА и 9% – в АО, составляющих ветви КА. Почти четверть (24%) вспышечных АО не имеют отношения к КА.

4. LDE-ВСПЫШКИ В 24 ЦИКЛЕ

В числе солнечных вспышек выделяется особый класс LDE (Long Decay Events) событий, отличающихся продолжительной (более 4 часов)

Таблица 5. Продуктивность вспышечно-активных АО в 24 цикле

	Число вспышечных АО в ядрах КА	Число вспышечных АО в ветвях КА	Число вспышечных АО в КА	Число вспышечных АО вне КА	Всего вспышечных АО
Северное полушарие	58 (+ 19 = 77)	10	87	21	108
Южное полушарие	57 (+ 24 = 81)	11	92	34	126
Всего	115 (158)	21	136 (179)	55	234

фазой спада мягкого рентгеновского излучения. События такого класса исследовались рядом авторов [14–17]. В работе [18] впервые была продемонстрирована значимая корреляция числа LDE-вспышек с параметрами (количеством и мощностью) комплексов активности – 87% по данным 21 цикла. В нашей предыдущей работе [19] показано, что в АО за пределами КА таких событий практически не бывает. Этот предварительный вывод был сделан на основании сравнительно небольшой статистики (18 событий), относившейся к началу 24 цикла.

Рассмотрим более полные данные за весь 24 цикл. Всего по регистрациям спутниками GOES вспышек МХ-классов выделены 63 события LDE-типа (8.5% от общего количества), в том числе 37 в южном полушарии и 26 в северном (табл. 6). Следует иметь в виду, что наблюдались также LDE-вспышки С-класса, но они в настоящей работе не учитываются. Статистика LDE-вспышек МХ-классов приведена в табл. 7.

Ранее полученные данные [2, 19] подтверждаются: 87% LDE-вспышек рентгеновских классов М и Х наблюдались в КА. В числе LDE-вспышек 16 (25% от общего количества) относятся к рентгеновскому Х классу. Распределение этих вспышек оказалось подобным распределению, приведенному в предыдущей таблице.

Таблица 6. LDE-вспышки в 24 цикле

	В ядрах КА	В ветвях КА	Вне КА	Всего
Северное	20	6	0	26
Южное	24	5	8	37
Всего	44	11	8	63
	70%	17%	13%	

Таблица 7. LDE-вспышки Х-класса в 24 цикле

	В ядрах КА	В ветвях КА	Вне КА	Всего
Северное	1	3	0	4
Южное	10	0	2	12
Всего	11	3	2	16
	69%	19%	12%	

5. ВСПЫШКИ С ПРОДОЛЖИТЕЛЬНЫМ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕМ В 24 ЦИКЛЕ

В числе вспышек на Солнце особое место занимают события, сопровождающиеся излучением в гамма-диапазоне спектра. В работе [20] приведен каталог таких вспышек, наблюдавшихся в 24 цикле с КА Fermi прибором LAT. Этот список содержит 31 событие (первое – в марте 2011 г., последнее – в июне 2015 г). Как правило (но не всегда), это вспышки высоких рентгеновских классов, причем все они сопровождались корональными выбросами массы. Изучение этих событий представляет большой интерес, прежде всего из-за большой продолжительности гамма-излучения (более пяти часов), что может помочь уточнению последовательности процессов ускорения частиц во вспышке. Этот вопрос требует дальнейшего изучения и будет проанализирован в следующей работе. Кроме того, необходимо отметить, что все гамма-вспышки происходили вблизи границ корональных дыр, и это обстоятельство также требует специального исследования. В упомянутом каталоге [20] одна вспышка относится к С-классу, 14 – к М-классу, 16 – к Х-классу. Анализ локализаций гамма-вспышек на поверхности Солнца показал, что 14 этих событий наблюдались в ядрах КА, 9 – в ветвях КА (всего 74% вспышек связаны с КА). Восемь вспышек произошли в АО вне КА. Существенно, что семь из девяти вспышек в ветвях КА возникли в двух АО: пять в АО № 1429, две – в АО № 1882. Восемь гамма-вспышек вне КА произошли в четырех АО, в том числе две в АО № 1226, и четыре в АО № 1748. Эти группы пятен требуют специального исследования.

6. ПРОТОННЫЕ ВСПЫШКИ В 24 ЦИКЛЕ

Связи протонных вспышек с КА были посвящены наши предыдущие работы [3, 19]. В работе [3] показано, что вспышки на Солнце, которые сопровождались потоками частиц на орбите Земли, превышающими 10 частиц на квадратный сантиметр в секунду с энергией, превышающей 10 МэВ в 24 цикле, происходили преимущественно в КА (в 82%).

7. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В результате проведенного исследования вспышечной деятельности в 24 цикле уверенно подтверждается ранее сделанный [1] предварительный вывод о том, что КА являются местами преимущественной локализации солнечных вспышек разных типов.

Динамика развития самих КА на протяжении трех минувших циклов (22–24) демонстрирует 1) проявление северно-южной асимметрии параметров КА в 23 и 24 циклах и 2) чередование знака асимметрии от цикла к циклу. При этом средняя мощность КА в 24 цикле оказалась самой низкой из трех последних циклов. В 24 цикле 60% АО оказались в составе КА, либо в ядрах (41%), либо в ветвях (19%). При этом 78% всех вспышек МХ-классов, наблюдавшихся в цикле, произошли в КА (в том числе 68% – в ядрах КА). Для разных подклассов вспышек основной вывод сохраняется – в КА произошли 87% всех LDE-событий МХ-классов и 74% всех гамма-вспышек.

Таким образом, факты говорят о значимой роли КА в генерации средних и сильных вспышек на Солнце. Статистика солнечных вспышек показывает, что можно говорить о трех типах АО, различающихся с точки зрения их вспышечной продуктивности. Один тип – это группы пятен, возникающие в ядрах КА. Они отличаются преимущественно более высокой площадью [2, 21], появляются и развиваются в зонах, не смещающихся со временем в кэррингтоновской системе координат. Второй тип – АО, находящиеся за пределами ядер КА, но физически связанные с ними через системы высоких корональных петель [1]. Эти группы пятен вращаются со скоростью, соответствующей их широте, их вспышечная активность существенно ниже, чем у АО в ядрах КА. Наконец, третий тип АО – группы пятен, не имеющие отношения к КА. Это наименее вспышечно-активные образования, преимущественно с небольшой площадью и тоже, как и ветви КА, подверженные дифференциальному вращению. Крайне немногочисленные исключения – примеры АО этого типа, у которых регистрировались большая площадь и высокая вспышечная активность, – требуют специального исследования.

Альтернативный подход, не использующий понятие КА, был применен Наговицыным и его соавторами [22–24]. В этих работах сделан вывод о том, что все группы пятен могут быть разделены на две независимые популяции SSG (Small Short-living Groups) и LLG (Large Long-living Groups). Это популяции различаются по двум параметрам: продолжительности существования (короче либо дольше 5 суток) и напряженности магнитного поля (ниже или выше 2000 Гс). Вполне возможно, что крупные долгоживущие группы пятен LLG во

многом аналогичны популяциям АО, развивающимся внутри ядер КА, а небольшие короткоживущие группы пятен SSG преимущественно относятся к типу, не имеющему отношения к КА. Тем не менее очевидно, что это не тождественные понятия: в пределах ядер наблюдаются и группы пятен не очень большой площади (мощность $P = 0.5$ или 1), в то же время иногда за пределами КА возникают крупные группы пятен с большой площадью, отличающиеся высокой напряженностью магнитного поля.

Для групп пятен в ядрах КА характерны следующие важные свойства [2]. Во-первых, это длительное существование (вплоть до 17 солнечных оборотов, [9]). Другими словами, здесь отмечается последовательное всплытие магнитных потоков новых АО практически в одном и том же месте – внутри ядра КА. Во-вторых, для ядер КА характерна кэррингтоновская скорость вращения (вне зависимости от широты образования) и неподверженность дифференциальному вращению на стадии развития пятен. После исчезновения пятен наблюдается быстрая (обычная) деформация структуры распадающегося магнитного поля АО КА дифференциальным вращением.

Эти два важных свойства могут быть объяснены особенностями конвекции. На возможную связь КА с двумя разными системами магнитных полей, связанными с разными ярусами конвекции разных масштабов, указывал Иванов [25]. В этой работе обосновано предположение, что одна из систем магнитных полей, проявляющаяся в виде мощных долгоживущих центров активности (по-видимому, аналога понятия ядер КА), образует крупномасштабную структуру с ячейками, размеры которых составляют 90° по гелиодолготе, что вблизи экватора превышает 1000 Мм. Эта система вращается как твердое тело с периодом 27.3 суток и, по-видимому, связана с глобальным полем Солнца, лежащим в основании конвективной зоны. К границам ячеек такого поля концентрируются мощные группы пятен. Другая компонента, соответствующая фоновому магнитному полю, согласно [25], образует структуру с ячейками, размеры которых составляют $20\text{--}40^\circ$ ($240\text{--}480$ Мм), периоды вращения элементов этой системы – факелов и небольших пятен – соответствуют значениям 27.6–27.8 суток. Система фоновых полей связана, в рамках этой концепции, с промежуточным ярусом конвекции, который лежит между ярусами конвекции, определяющими супергрануляцию – систему глубинных гигантских ячеек. Следует отметить, что эта идея согласуется с моделью формирования магнитного потока и эволюции пятен и крупномасштабных полей, предложенной Мак-Интошем и Вилсоном [26] и допускающей существование ячеек промежуточного размера между слоем супергранул и нижним слоем гипотетических гигантских ячеек.

Модель связывала появление сложных мультиполярных групп пятен с влиянием указанных слоев ячеек разных размеров.

Вывод о существовании двух популяций групп пятен приведен в работах Наговицына и его соавторов [22–24, 27]. Здесь было представлено предположение, что на Солнце может действовать пространственно распределенное динамо: двум указанным популяциям пятен соответствуют разные области генерации: глубинная (в тахоклине) и приповерхностная (в лептоклине). Эта гипотеза, с точки зрения авторов данной работы, неплохо согласуется с выдвинутыми ранее гипотезами Иванова (описана выше, [25]), а также Сидорова и Язева [2, 28–30]. В последней гипотезе речь идет о связи ядер КА с крупномасштабными конвективными ячейками, возможно, закрепленными вблизи дна конвективной зоны на уровне тахоклина. Эти ячейки обеспечивают долговременный последовательный выход магнитных полей на одном и том же участке фотосферы в кэррингтоновской системе координат на протяжении всего времени существования такой ячейки. Взаимодействие старых и новых систем магнитного поля в одном и том же месте объясняет повышенную вспышечную активность, включая генерацию LDE-вспышек. В отличие от групп пятен в ядрах КА, группы пятен, составляющие ветви КА, формируются в поверхностных слоях конвективной зоны и обладают некеррингтоновским вращением. Даже будучи связанными с пятнами в ядрах КА через высокие корональные петли, ветви не демонстрируют высокую вспышечную активность. Что же касается групп пятен, не связанных с КА, то они преимущественно возникают на уровне лептоклина, не обладая высокой продолжительностью жизни, большой площадью и соответственно высокой вспышечной активностью. Дополнительным фактором, способствующим повышению вспышечной активности АО, по-видимому, является близость коронального дыра [3]. Этот вопрос требует отдельного изучения и будет рассмотрен в нашей следующей работе.

В целом ключевая идея, связывающая КА с повышенной вспышечной активностью, предложена в работе [18] и обсуждена в [2]. Речь идет о том, что с одной стороны, АО в составе КА связаны высокими системами корональных петель, с другой стороны, ядра КА являются областями постоянного всплытия новых порций магнитного поля. Взаимодействие старых и новых магнитных полей приводит к повышенной вероятности генерации вспышек, включая длительные (LDE) события.

Данные, приведенные в настоящей работе, демонстрируют, что наиболее мощные события в ядрах КА попадают в перечень LDE-вспышек, а также протонных и гамма-вспышек. Чем больше

энерговыведение вспышки, тем больше вероятность, что событие попадет во все указанные перечни. Такие вспышки происходят, как правило, в наиболее крупных АО с большой площадью, сложной магнитной структурой и сложной конфигурацией нейтральной линии, вероятность обнаружения таких АО оказывается повышенной именно в ядрах КА [31–33].

Таким образом, результаты анализа статистики вспышечной деятельности Солнца в 24 цикле показывают, что значительная (около 80%) доля всех средних и сильных вспышек на Солнце связана с деятельностью АО, развивающихся в пределах ядер КА. Приведены дополнительные аргументы в пользу гипотезы о том, что ядра КА связаны, в свою очередь, с крупномасштабными конвективными ячейками в глубине конвективной зоны Солнца.

Исследования параметров АО, которые могли бы в режиме “онлайн”, еще во время существования пятен, позволить отождествить их принадлежность к КА, могут открыть путь к совершенствованию прогноза уровня вспышечной активности для той или иной группы пятен.

Информация о внеатмосферных обсерваториях GOES и SDO приведена, в частности, в работах [34, 35].

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензенту за полезные замечания и обсуждение.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при частичной поддержке проекта 3.9620.2017/БЧ Министерства науки и высшего образования РФ, а также поддержана проектом П.16.3.1 Института солнечно-земной физики СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. A. Yazev, *Astronomy Reports* **59**, 228 (2015).
2. С. А. Язев, *Феномен комплексов активности на Солнце* (Иркутск: Изд-во ИГУ, 2014); S. A. Yazev *The Phenomenon of Activity Complexes on the Sun* (Irkutsk. Gos. Univ., Irkutsk, 2014) [in Russian].
3. E. S. Isaeva, V. M. Tomozov, and S. A. Yazev, *Astronomy Reports* **62**, 243 (2018).
4. Каталог <http://umbra.nascom.nasa.gov/SEP/>
5. В. Г. Банин, С. А. Язев, *Кинематика и физика небесных тел*, **5**, № 4, 62 (1989).
6. С. А. Язев, препринт http://ru.iszf.irk.ru/images/f/f2/000_ТАБЛИЦА_КА_В_24_ЦИКЛЕ_для_сайта_ИСЗФ_СО_РАН.doc (2019)
7. С. А. Язев, *Изв. Иркутск. гос. ун-та. Сер. Науки о Земле* № 5, 295 (2012).

8. В. Г. Банин, С. А. Язев, Исслед. геомагн., аэрон. и физ. Солнца **95**, 141 (1991).
9. С. А. Язев, Изв. Иркутск. гос. ун-та. Сер. Науки о Земле № 2, 217 (2010).
10. База данных (свидетельство о госрегистрации № 2014621721, 11.12.2014).
11. В. Н. Обридко, в сб.: *Плазменная гелиогеофизика*, в 2-х т., ред. Л. М. Зеленый, И. С. Веселовский (М.: Физматлит, 2008), т. 1.
12. С. А. Язев, А. В. Коротких, И. Г. Тарлюк, Солнечно-земная физика, **19**, 3 (2011).
13. В. Н. Ишков, Земля и Вселенная, № 3, 22 (2010).
14. A. Antalova, Catalogue of the LDE Flares (January 1969–March 1986) / Contr. Astron. Obs. Skalnatu Pleso, **16**, 79 (1987).
15. A. Antalova and M. V. Ogir, Astron. Inst. Czechosl. **35**, 276 (1984).
16. A. Antalova and M. V. Ogir, Bull. Astron. Inst. Czechosl. **37**, 344 (1986).
17. A. Antalova and M. V. Ogir, Bull. Astron. Inst. Czechosl. **39**, 97 (1988).
18. В. Г. Банин, С. А. Язев, Г. М. Хмыров, Солнечные данные, № 3, 116 (1991).
19. Е. С. Исаева, С. А. Язев, Солнечно-земная физика, **22**, 3 (2013).
20. G. H. Share et al. Astrophys. J. **869**, 182 (2018).
21. С. А. Язев, А. И. Рожина, в сб: *Труды IV съезда Астрономического общества*, Москва, 19–29 ноября 1998 г. (М.: СП, 1998), с. 237.
22. Yu. A. Nagovitsin, A. A. Pevtsov, Astrophys. J. Lett. **833**, 94 (2016).
23. Yu. A. Nagovitsin, A. A. Pevtsov, A. A. Osipova, A. G. Tlatov, E. V. Miletskii, and E. Yu. Nagovitsina. Astronomy Letters **42**, 703 (2016).
24. A. A. Osipova, Yu. A. Nagovitsin, Geomagnetism and Aeronomy **57**, № 8, 1092 (2017).
25. Е. В. Иванов, Солнечные данные, № 11, 52 (1986).
26. P. S. McIntosh, P. R. Wilson, Solar Physics **97**, 59 (1985).
27. В. Н. Обридко, Ю. А. Наговицын, *Солнечная активность, цикличность и методы прогноза* (СПб, Изд-во ВВМ, 2017).
28. С. А. Язев, Солнечно-земная физика **16**, 94 (2010).
29. С. А. Язев, В. И. Сидоров, в сб: *Труды X конференции молодых ученых “Современные проблемы в астрофизике и физике космической плазмы”*. Иркутск, ИО ИСЗФ СО РАН, 65 (2007).
30. С. А. Язев, в сб: *Астрономия-2018. Солнечно-земная физика – современное состояние и перспективы*. Том.2 Москва, Изд-во ИЗМИРАН, 274 (2018).
31. В. Г. Банин, Исслед. геомагн., аэрон. и физ. Солнца **65**, 129 (1983).
32. D.A. Falconer, R. L. Moore, A. F. Barghouty, and I. Khazanov, Space Weather **12**, 306 (2014).
33. V. M. Sadykov and A. G. Kosovichev, Astrophys. J. **849**, 148 (2017).
34. W. D. Pesnell, B. J. Thompson and P. C. Chamberlin, Sol. Phys. **275**, 3 (2012).
35. F. A. Hanser, F. B. Sellers, Proceedings of the SPIE **2812**, 344 (1996).

УДК 523.9-466

КОРОТИРУЮЩИЕ И РАСПРОСТРАНЯЮЩИЕСЯ ВОЗМУЩЕНИЯ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ ПО ДАННЫМ МОНИТОРИНГА МЕЖПЛАНЕТНЫХ МЕРЦАНИЙ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ БСА ФИАН В 2017 г.

© 2020 г. И. В. Чашей^{1,*}, Т. О. Лебедева², С. А. Тюльбашев^{1,**}, И. А. Субаев¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Пушчинская радиоастрономическая обсерватория
им. В.В. Виткевича, Астрокосмический центр, Пушино, Россия

² Пушчинский государственный естественно-научный институт, Пушино, Россия

*E-mail: chashey@prao.ru

**E-mail: serg@prao.ru

Поступила в редакцию 06.08.2019 г.

После доработки 16.10.2019 г.

Принята к публикации 22.10.2019 г.

По данным мониторинга межпланетных мерцаний 2017 г. проведен анализ динамики уровня мерцаний в периоды, предшествующие приходу к Земле восьми крупномасштабных возмущений солнечного ветра, вызвавших сильные геомагнитные бури. Для шести событий из восьми динамика уровня мерцаний, в основном, определялась перемещением коротирующих возмущений. В двух событиях на фоне коротирующих возмущений наблюдались выбросы корональной массы, возбуждавшиеся в короне вблизи западного лимба Солнца. В одном из этих случаев магнитная буря была связана с коротирующим потоком, в другом – с мощным распространяющимся возмущением. Сравнение с результатами аналогичных данных 2016 г., также относящимися к фазе спада солнечной активности, показывает существование коротирующих возмущений с временем жизни не менее 20 оборотов Солнца. Подтвержден вывод о том, что за 3–4 дня до прихода сжатой части возмущения к Земле в вечернем секторе начинается ослабление мерцаний, которое может быть интерпретировано как существенное понижение уровня мелкомасштабной турбулентности плазмы в протяженной области перед фронтальной частью возмущения. Данные мониторинга межпланетных мерцаний 2017 г. показывают, что одновременно с магнитной бурей происходит усиление секундных мерцаний, которое наиболее четко фиксируется, если буря происходит в вечерние или ночные часы. Для рассмотренных событий сопутствующие магнитной буре усиления мерцаний связаны с повышениями уровня мелкомасштабных флуктуаций в примыкающих к Земле областях солнечного ветра, если буря возбуждается коротирующим возмущением, и с возмущенной ионосферой, если буря возбуждается возмущением вспышечной природы.

DOI: 10.31857/S0004629920010089

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения межпланетных мерцаний используются для детектирования крупномасштабных возмущений в солнечном ветре [1–5]. Во многих случаях крупномасштабные возмущения являются геоэффективными и сопровождаются магнитными бурями [6, 7]. Наблюдения межпланетных мерцаний дают информацию об уровне флуктуаций концентрации плазмы на масштабах порядка дифракционного Френелевского масштаба в направлении на удаленный компактный источник, зондирующий среду. Одной из основных характеристик мерцаний является индекс мерцаний (относительный уровень флуктуаций потока источника), который, как показано в [8],

примерно пропорционален средней концентрации плазмы.

Известны два основных типа крупномасштабных возмущений: (а) распространяющиеся возмущения (interplanetary coronal mass ejection, ICME), которые генерируются в короне после вспышек, и (б) коротирующие области взаимодействия быстрых и медленных потоков солнечного ветра. Эти типы возмущений на длительных временных масштабах в среднем сравнимы по геоэффективности, причем распространяющиеся возмущения преобладают в фазе максимума солнечной активности, а коротирующие чаще наблюдаются при низком уровне солнечной активности [6, 7].

Ранее по данным мониторинга межпланетных мерцаний на радиотелескопе БСА ФИАН были исследованы два сопровождавшихся магнитными бурями события, связанные с распространяющимися возмущениями: движущийся в направлении на Землю выброс ICME типа гало [9] и лимбовый ICME выброс [10]. Было показано, что для этих возмущений время между регистрацией выброса по мерцаниям и вспышкой в короне примерно вдвое меньше времени распространения между Солнцем и Землей, что соответствует регистрации выброса примерно на 0.5 а.е. В работе [11] проанализированы данные мониторинга межпланетных мерцаний, связанные с коротирующими возмущениями, наблюдавшимися в течение 2016 г. на фазе спада солнечной активности. В настоящем исследовании, которое является продолжением работы [11], изучены данные наблюдений, связанные с несколькими коротирующими возмущениями, наблюдавшимися в 2017 г. Не анализируя индивидуальные солнечно-земные события в целом, мы акцентируем на особенностях динамики уровня мерцаний. Проведено сравнение полученных результатов с результатами работы [11].

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Наблюдения межпланетных мерцаний проведены на радиотелескопе БСА ФИАН с рабочей частотой 111 МГц, ширина полосы составляла 430 кГц. С частотой съема информации 0.1 с круглосуточно записываются флуктуации плотности потока излучения всех радиоисточников, попадающих в 96-лучевую диаграмму направленности радиотелескопа, которая перекрывает область склонений от -8° до $+42^\circ$. В течение суток регистрируются мерцания около 5000 компактных источников. Исследуемая область неба разбивается на квадратные площадки (пиксели) размером $3^\circ \times 3^\circ$ (т.е. 3° по склонению и $12'$ по прямому восхождению) и с учетом известной дисперсии шумов для каждой площадки вычисляется количество источников N с мерцающим потоком больше 0.1 Ян , $\sigma_{sc} > 0.1 \text{ Ян}$. Типичные значения N в наших измерениях составляют от нескольких единиц до 10. Далее вычисляется величина

$$M = \frac{N}{N_{\text{eff}}}, \quad (1)$$

где нормировочный коэффициент

$$N_{\text{eff}} = \frac{\langle N^2 \rangle}{\langle N \rangle}, \quad (2)$$

определяется в результате усреднения по всем площадкам за 24 ч. Использование M вместо N позволяет подавить возможные вариации уровня шумов. Как показано в [9, 10], значение $M(1)$

пропорционально среднему по данной площадке индексу мерцаний,

$$M \sim \langle m^2 \rangle = \frac{\langle \delta I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2}, \quad (3)$$

где δI — флуктуации интенсивности, $\langle I \rangle$ — средняя интенсивность источника.

При анализе данных мониторинга измеренные величины M используются как основной параметр, характеризующий уровень мерцаний. В наших наблюдениях значения M заключены в пределах от $0.1 < M < 1.5$. По вычисленным значениям M строятся двумерные суточные карты распределения уровня мерцаний, где по одному из измерений отмечается время в течение полных суток наблюдений, а по другому — склонение. Сравнение суточных карт для последовательных дней позволяет проследить динамику пространственного распределения турбулентного солнечного ветра на временных масштабах порядка суток, и может быть использовано для исследования крупномасштабных возмущений. Ниже будут использованы вычисленные по исходным двумерным картам зависимости от времени суток уровня мерцаний M , усредненного по всем склонениям и по часовым интервалам.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ 2017 г.

По данным 2017 г. было проведено сопоставление данных по геомагнитной возмущенности¹, характеризующейся индексом D_{st} , вспышечной активностью короны по измерениям рентгеновского спутника GOES², и уровню межпланетных мерцаний. Геометрия взаимного расположения и вращения Солнца и Земли (диаграмма радиотелескопа вращается вместе с Землей) такова, что в предшествующие геомагнитным событиям дни просвечиваемая область солнечного ветра расположена в вечернем секторе, время суток между более $12^{\text{h}}30^{\text{m}}$ (мск)³ (кульминация Солнца на долготе Пушино) и $18^{\text{h}}30^{\text{m}}$. С учетом того, что информативными для метода мерцаний на частоте 111 МГц являются элонгации более 30° , ожидаемые возмущения уровня мерцаний будут соответствовать времени суток после 14^{h} . При этом эффективно модулирующая область между 14^{h} и 18^{h} расположена к востоку от Солнца внутри орбиты Земли, а после 18^{h} (элонгации $>90^\circ$) основной

¹ <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/index.html>

² http://www.thesis.lebedev.ru/sun_flares.html

³ Все моменты соответствуют московскому времени, если не указано иначе.

Таблица 1. Журнал наблюдений

№	Дата	Обозначение, время	$D_{st, \min}$, нТл	Примечание
1	01.03.2017	DOY 60 22 ^h	−61	Сильных вспышек М и Х класса в предшествующий период не наблюдалось
2	27.03.2017	DOY 86 15 ^h	−74	Сильных вспышек М и Х класса в предшествующий период не наблюдалось
3	28.05.2017	DOY 148 8 ^h	−125	Сильных вспышек М и Х класса в предшествующий период не наблюдалось
4	09.07.2017	DOY 190 11 ^h	−29	Сильных вспышек М и Х класса в предшествующий период не наблюдалось
5	16.07.2017	DOY 197 14 ^h	−72	13.07.2017 вспышка класса M2.4
6	31.08.2017	DOY 243 14 ^h	−50	Сильных вспышек М и Х класса в предшествующий период не наблюдалось
7	07–08.09.2017	DOY 251 01 ^h	−124 −103	Событиям предшествовала серия вспышек М и Х класса
8	07–08.11.2017	DOY 312 02 ^h	−74	Сильных вспышек М и Х класса в предшествующий период не наблюдалось

вклад в мерцания связан с областью, примыкающей к Земле.

В качестве критерия достаточно сильного геомагнитного возмущения, как и в [6, 7], использовано условие уменьшения индекса D_{st} ниже −50 нТл. В 2017 г. первоначально было обнаружено 7 событий, для которых величина индекса D_{st} опускалась до −50 нТл и ниже. В результате анализа данных к этим событиям добавлено событие #4, для которого значение D_{st} не опускалось ниже −50 нТл, но по своим характеристикам было аналогично остальным. Данные по измерениям D_{st} сопоставлялись с данными вспышечной активности короны, полученными по измерениям рентгеновского спутника GOES-15. Даты событий, минимальные значения D_{st} и сведения о вспышках классов М и Х приведены в табл. 1.

Как видно из табл. 1, для 6 событий из 8 в периоды, предшествующие геомагнитным возмущениям, достаточно сильные рентгеновские вспышки классов М и Х не регистрировались. Для событий #5 и #7 произошло наложение вспышечных выбросов на коротирующее возмущение. Остановимся подробнее на индивидуальных событиях, перечисленных в табл. 1.

3.1. Событие #1: 01.03.2017 г.

01.03.2017 г. (DOY 60) около 22.00 UT (01.00^h) произошло сильное уменьшение индекса D_{st} с пиковым значением −61 нТл и величиной индекса $K_p \sim 6$ в пике. На рис. 1а приведены зависимости от времени суток отношения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний в данные сутки к уровням предыдущих суток для DOY 60, пяти суток, предшествовавших DOY 60, и суток после DOY 60. Отметим, что вариации уровня мерцаний на рис. 1а и других аналогичных рисунках являются значимыми, так как

каждая точка получена усреднением по более, чем 200 индивидуальным источникам.

На первой панели рис. 1а видно, что в ночные часы DOY 56–57 наблюдалось сильное ослабление мерцаний, которое сохранилось в вечерние и ночные часы DOY 57–58 и DOY 58–59 и усилилось в вечерние и ночные часы DOY 59–60. Непосредственно перед D_{st} около 19.00 UT (22.00^h) DOY 60 наблюдалось усиление мерцаний, которое продолжилось до 03.00 UT (03.00^h) DOY 61, что соответствует приходу к Земле сжатой области возмущенного потока. В этом же промежутке времени находится и обозначенное стрелкой на рис. 1а падение D_{st} с пиком около 22.00 UT (01.00^h) DOY 60.

На рис. 1б приведены данные по скорости и плотности солнечного ветра у орбиты Земли, полученные по измерениям на спутнике WIND⁴. Как видно из рисунка, существенное увеличение плотности плазмы в течение DOY 58–60, которое сопровождалось увеличением скорости плазмы в течение DOY 60–61. Распределения концентрации и скорости плазмы на рис. 1б в целом типичны для коротирующих возмущений. Время, прошедшее после начала понижения вечерних мерцаний в 20^h DOY 56 и пиком D_{st} , составило около 100 час, что соответствует повороту Солнца на угол около 56°.

3.2. Событие #2: 27.03.2017 г.

DOY 86 около 15.00 UT (18.00^h) произошло сильное уменьшение индекса D_{st} с пиковым значением −74 нТл и величиной индекса $K_p \sim 6$. На рис. 2а приведены зависимости от времени суток отношения среднего по всем склонениям и по ча-

⁴ http://omniweb.gsfc.nasa.gov/html/omni_source.html#pla

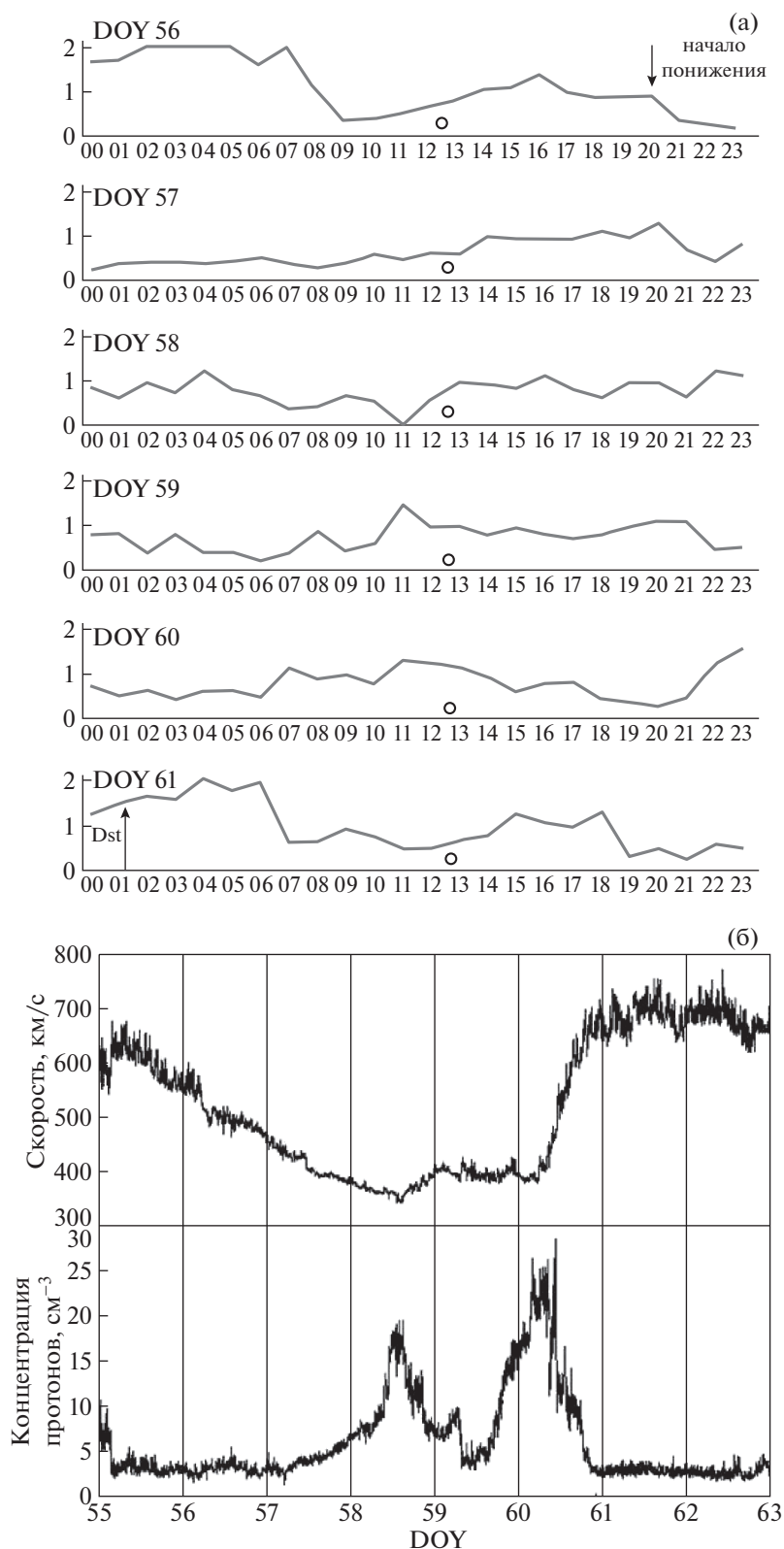


Рис. 1. Событие #1. (а) 01.03–02.03.2017. По оси ординат отложено отношение среднего по всем склонениям (16 пикселей) и по часовым интервалам (5 пикселей) квадрата индекса мерцаний для данного дня к предыдущему дню, по оси абсцисс – московское время с 0^h до 23^h текущего дня. Вертикальными стрелками обозначено время пикового уменьшения D_{st} . Кружок на горизонтальной оси соответствует кульминации Солнца. (б) Для 25.02–03.03.2017 приведены скорость солнечного ветра и концентрация протонов по измерениям на спутнике WIND.

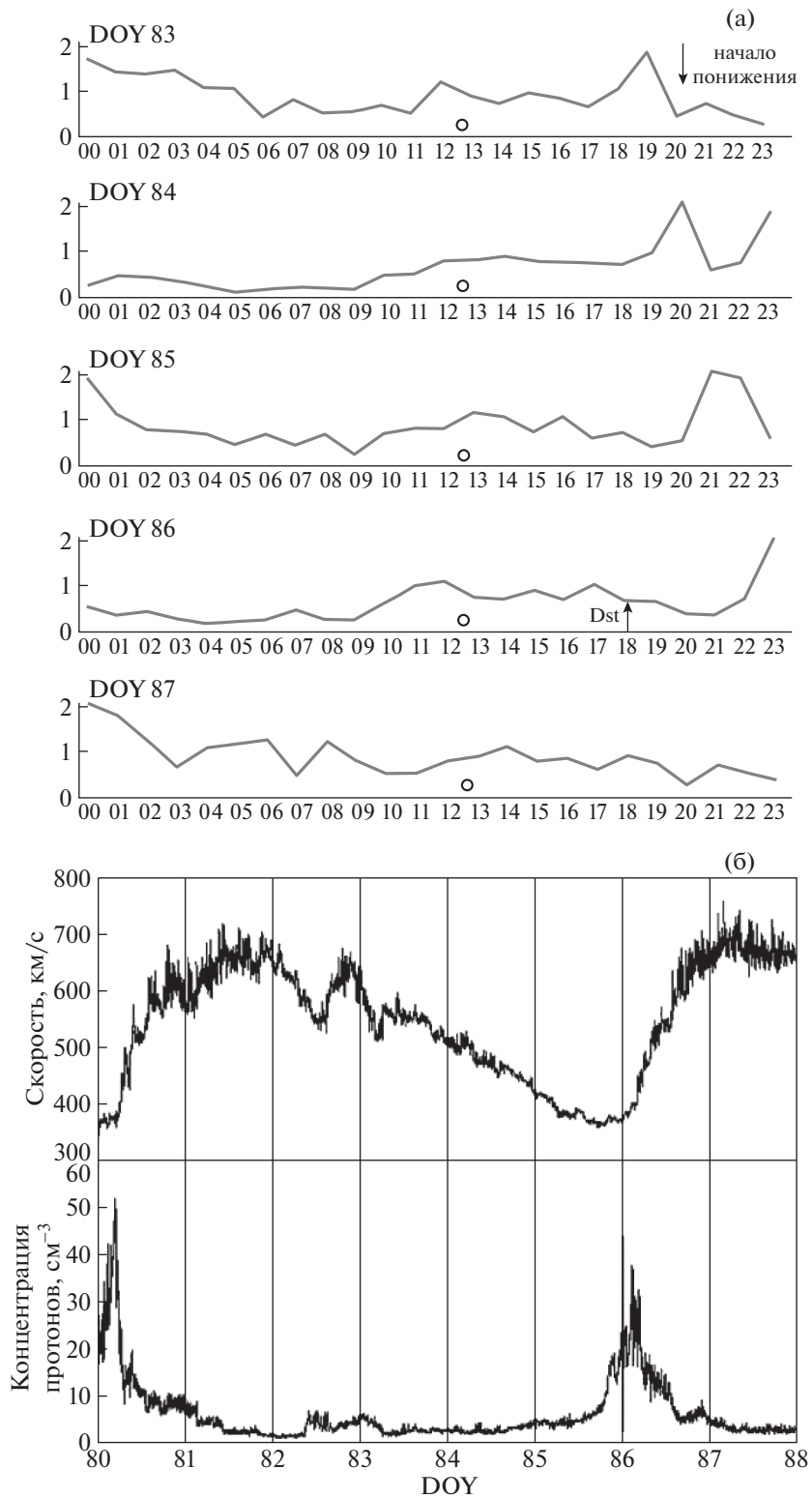


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для события #2, 27.03.2017 (а, б).

совым интервалам уровня мерцаний данных суток к предыдущим для DOY 86, четырех суток, предшествовавших DOY 86, и суток после DOY 86.

На верхней панели рис. 2а видно начало ослабления вечерних мерцаний около 20^h DOY 83, которое продолжилось в ночные и утренние часы

DOY 84. На второй и третьей панелях рис. 2а видно, что в вечерние часы около 20^h DOY 84 и 21^h DOY 85 наблюдалось кратковременное усиление вечерних мерцаний. Падение D_{st} с пиком около 18^h DOY 86 обозначено стрелкой на предпоследней панели рис. 2а. Заметное усиление мерцаний фиксируется позже, между 23^h и 02^h. На рис. 2б приведены данные по скорости и плотности солнечного ветра у орбиты Земли, полученные по измерениям на спутнике WIND. На рис. 2б видно увеличение плотности плазмы для DOY 86, которое предшествует увеличению скорости плазмы. Время, прошедшее после начала понижения вечерних мерцаний в 20^h DOY 83 и пиком D_{st} в 18^h DOY 86, составило около 70 ч, что соответствует повороту Солнца на угол около 40°.

3.3. Событие #3: 28.05.2017 г.

28.05.2017 г. (DOY 148) около 08.00 UT (11.00^h) произошло сильное уменьшение индекса D_{st} с пиковым значением -125 нТл и величиной индекса $K_p \sim 7$. На рис. 3а приведены зависимости от времени суток отношения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний данных суток к предыдущим для DOY 148 четырех суток, предшествовавших DOY 148, и суток после DOY 148.

На первой панели рис. 3а видно, что в вечерние и ночные часы около 20^h DOY 145 наблюдалось сильное ослабление мерцаний, продолжающееся до 10^h утра DOY 146, которое усилилось в вечерние и ночные часы DOY 146–147, сохранилось в вечерние и ночные часы DOY 147–148. На предпоследней панели видно усиление мерцаний в период с 03^h до 09^h DOY 148, усиление мерцаний после события незначительно, что можно объяснить тем, что луч зрения проходит на небольших элонгациях.

На рис. 3б приведены данные по скорости и плотности солнечного ветра у орбиты Земли, полученные по измерениям на спутнике WIND. На рис. 3б видны значительные увеличения плотности плазмы для DOY 147, что сопровождается увеличением скорости плазмы. Время, прошедшее после начала понижения вечерних мерцаний в 20^h DOY 145 и пиком D_{st} , составило около 60 ч, что соответствует повороту Солнца на угол около 33°.

3.4. Событие #4: 10.07.2017 г.

09.07.2017 г. (DOY 190) около 11.00 UT (14.00^h) произошло уменьшение индекса D_{st} до -24 , понижение которого плавно продолжалось до 03.00 UT (06.00^h) с пиковым значением -33 нТл и величиной индекса $K_p \sim 5$. На рис. 4а приведены

зависимости от времени суток отношения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний данных суток к предыдущим для DOY 190, четырех суток до и суток после DOY 191.

На панели DOY 188 рис. 4а видно, что в ночные часы около 23 DOY 188 наблюдалось ослабление мерцаний, которое продолжалось вплоть до прихода возмущения к Земле, вызвавшее понижение D_{st} и усиление мерцаний с 21 DOY 190 по 01^h DOY 191. Нулевыми значениями между 14^h и 16^h на панели DOY 187 отсутствуют данные из-за технического сбоя в наблюдениях. Повышение относительного уровня мерцаний между 05^h и 11^h DOY 192 соответствует восстановлению абсолютного уровня мерцаний до невозмущенного состояния.

На рис. 4б приведены данные по скорости и плотности солнечного ветра у орбиты Земли, полученные по измерениям на спутнике WIND. На рис. 4б видно значительное кратковременное увеличение плотности плазмы для DOY 190, которое сопровождается последующим увеличением скорости плазмы. По-видимому, сравнительно небольшое уменьшение D_{st} обусловлено сравнительно малой протяженностью сжатой части возмущенного потока. Время, прошедшее после начала понижения вечерних мерцаний в 14^h DOY 188 и понижением D_{st} , составило около 60 ч, что соответствует повороту Солнца на угол около 33°.

3.5. Событие #5: 16.07.2017 г.

16.07.2017 г. (DOY 197) около 14.00 UT (17.00^h) произошло сильное уменьшение индекса D_{st} с пиковым значением -64 нТл и величиной индекса $K_p \sim 6$. В течение DOY 194–195 в короне между 23^h DOY 194 и 04^h DOY 195 произошли четыре вспышки класса C, а также более сильная и длительная вспышка класса M 2.4 в 05^h DOY 195. Вспышки были связаны с активной областью 2665, которая находилась вблизи западного лимба Солнца.

На рис. 5а приведены зависимости от времени суток отношения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний данных суток к предыдущим для DOY 197, четырех суток, предшествовавших DOY 197, и суток после DOY 197. На верхней панели DOY 193 наблюдается ослабление мерцаний с началом около 01^h. В последующие дни уровень мерцаний отличался заметной переменностью. Повышение уровня мерцаний между 06^h и 11^h DOY 195 к западу от Солнца может быть интерпретировано как прохождение через зондирующую область ведущей части выброса корональной массы, которая за время око-

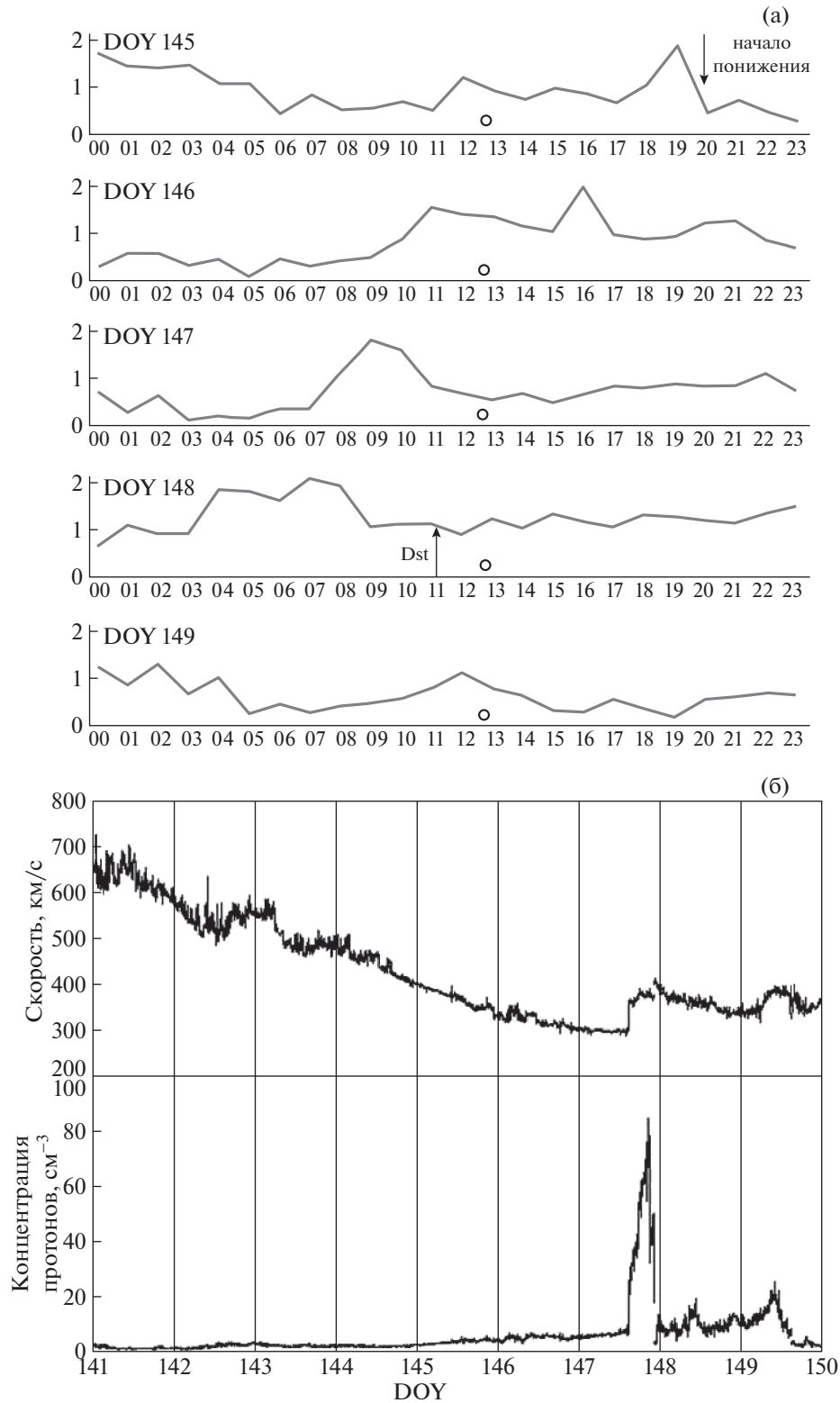


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для события #3, 28.05.2017 (а) и 27.03.2017 (б).

ло 8 часов прошла расстояние около 0.4 а.е., если начало выброса совпадает с началом вспышечной активности. Соответствующее значение скорости

ведущей части составляет около 2000 км/с и оказывается еще больше, если выброс ассоциирован со вспышкой М 2.4. Промежуток времени между

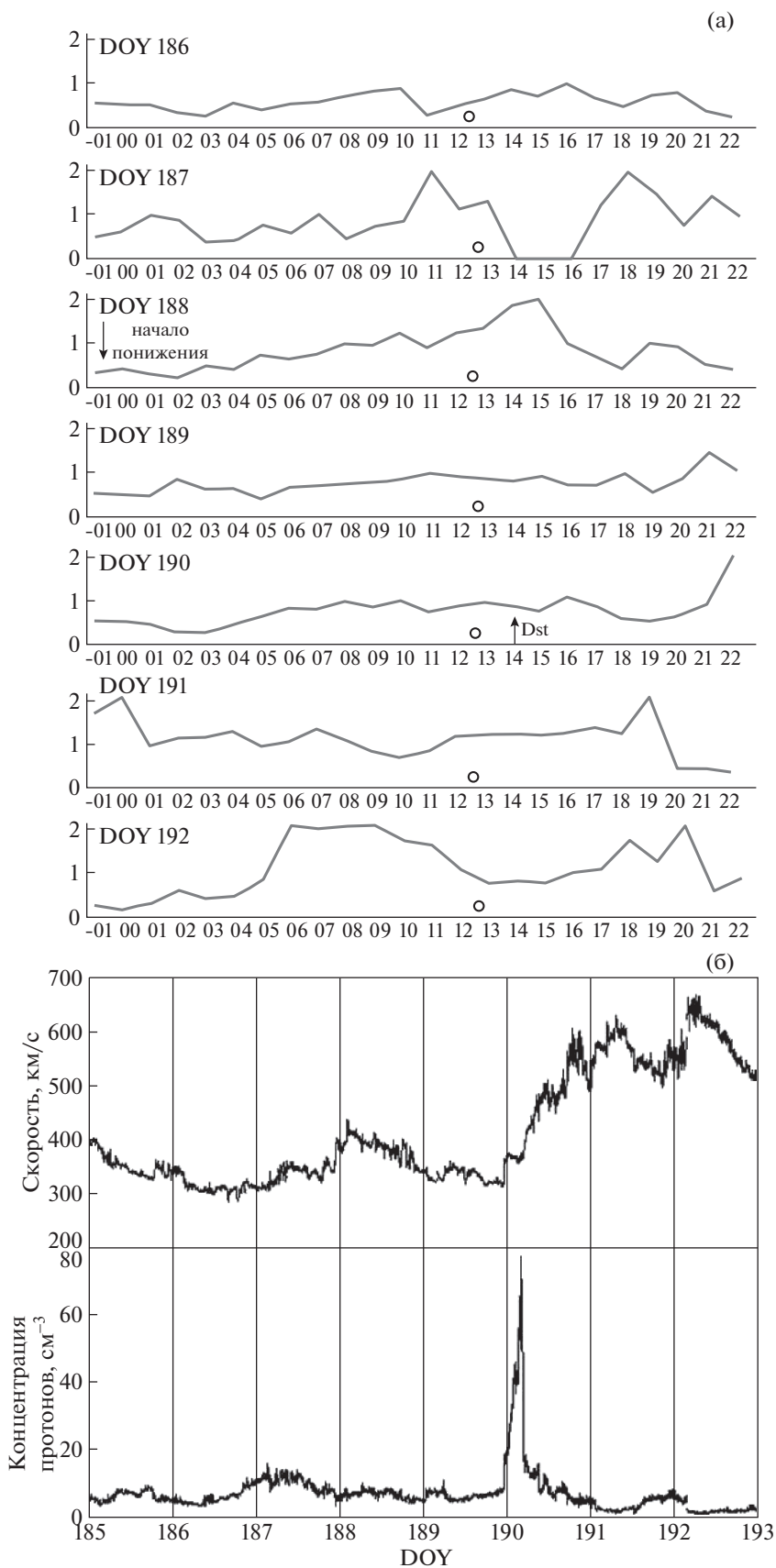


Рис. 4. То же, что на рис. 1, для события #4, 09.07.2017 (а, б). По оси абсцисс на панели (а) указано московское время с 23^h предыдущего по 22^h текущего дня.

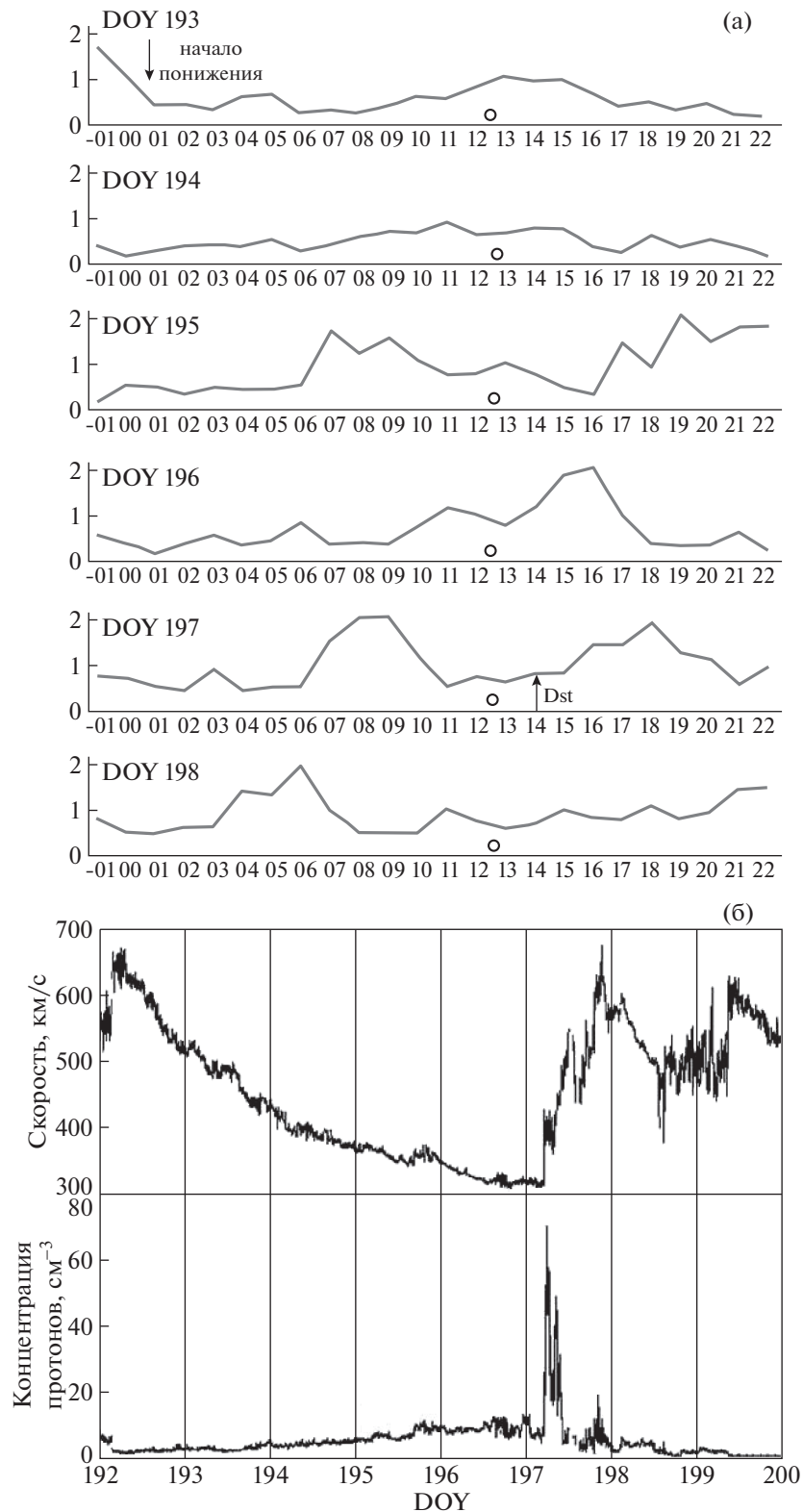


Рис. 5. То же, что на рис. 4, для события #5, 16.07.2017 (а, б).

10^h и 15^h не является эффективным для наблюдений мерцаний, так как в близких к Солнцу областях мерцания подавлены за счет влияния соб-

ственных угловых размеров источников. Повышение уровня флуктуаций после 16^h DOY 195 связано с тем, что выброс занимает все больший

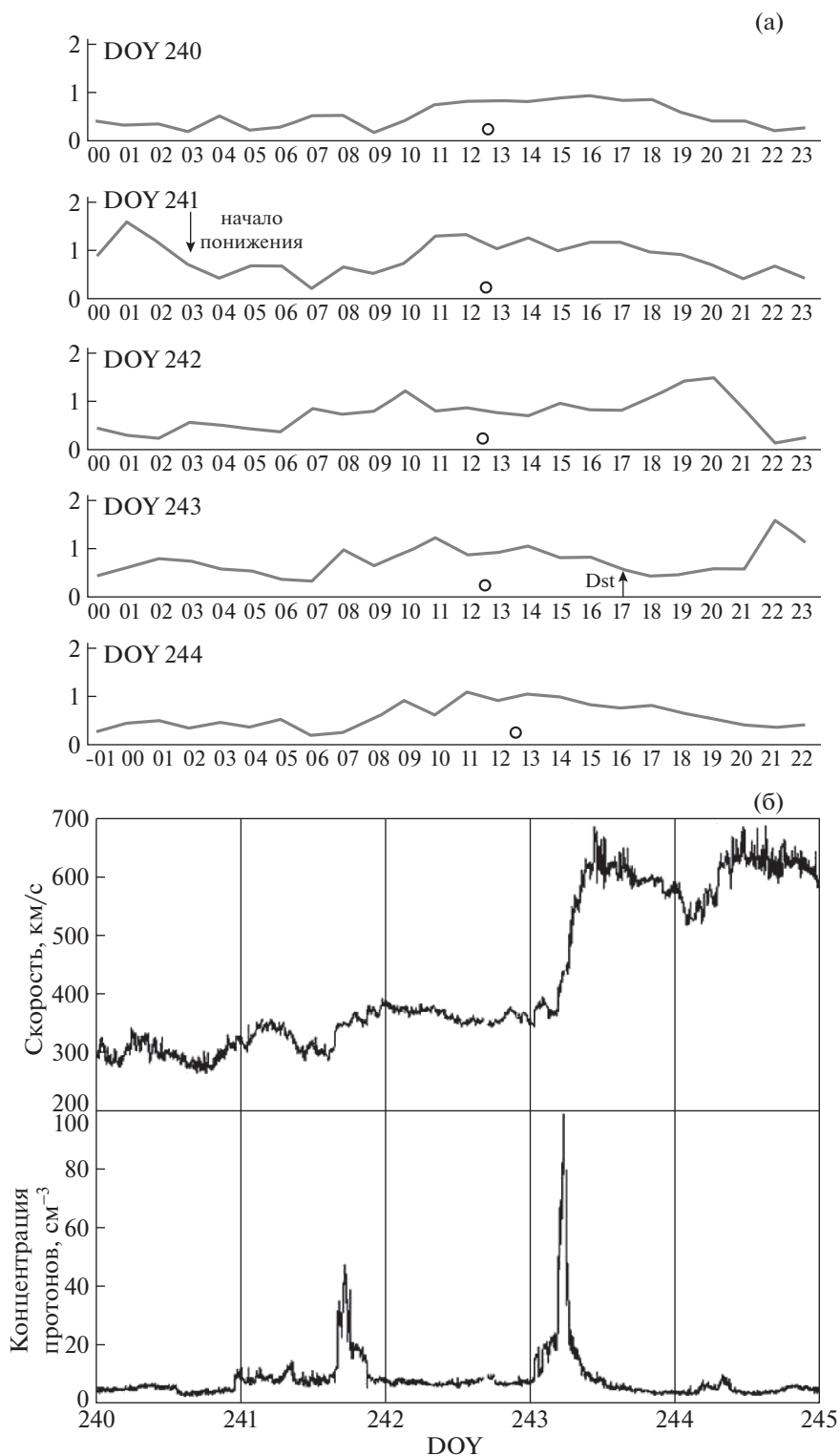


Рис. 6. То же, что на рис. 1, для события #6, 31.08.2017 (а, б).

объем и его фланговая часть захватывает уже области к востоку от Солнца. Усиление мерцаний при распространении выброса продолжается в последующие два дня, что видно между 14^h и

17^h DOY 196 (к востоку от Солнца). Усиление мерцаний между 07^h и 10^h DOY 197 уже не связано с выбросом, а обусловлено приходом к Земле сжатой части коротирующего потока, что следует

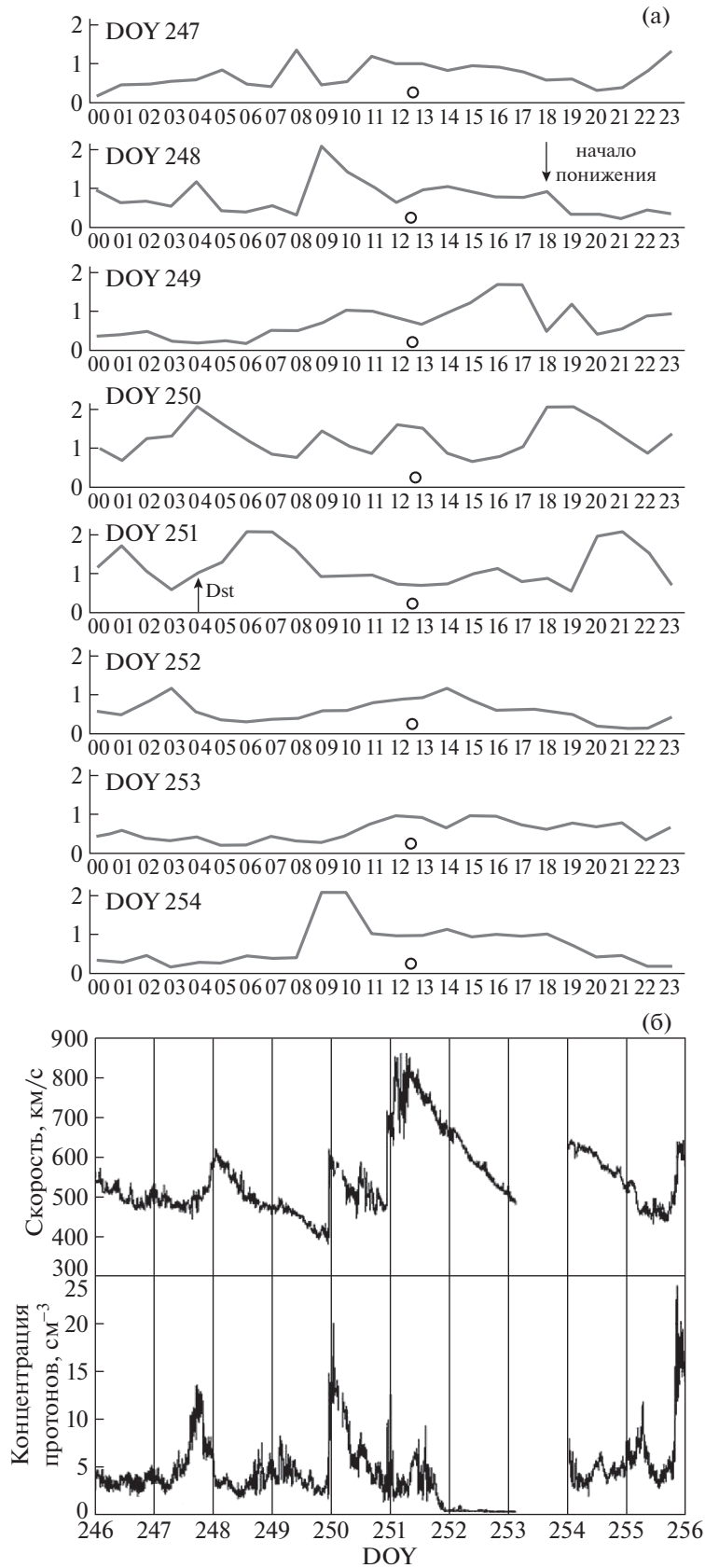


Рис. 7. То же, что на рис. 1, для события #7, 08.09.2017 (а, б). Событию #7 предшествовала серия вспышек класса М и Х (см. табл. 1, 2). Усиление мерцаний DOY 251 вероятно можно связать с одной из вспышек, произошедших 04–07.09.2017 г.

из рис. 5б. Магнитная буря произошла около 14^h DOY 197 и сопровождалась усилением мерцаний между 15^h и 21^h.

На рис. 5б приведены данные по скорости и плотности солнечного ветра у орбиты Земли, полученные по измерениям на спутнике WIND. На рис. 5б видно значительное кратковременное увеличение плотности плазмы для DOY 197, которое сопровождается увеличением скорости плазмы. Время, прошедшее после начала понижения вечерних мерцаний в 01^h DOY 193 и пиком D_{st} , составило около 110 ч, что соответствует повороту Солнца на угол около 60°.

3.6. Событие #6: 31.08.2017 г.

31.08.2017 г. (DOY 243) около 14.00 UT (17.00^h) произошло сильное уменьшение индекса D_{st} с пиковым значением –50 нТл и величиной индекса $K_p \sim 5$. На рис. 6а приведены зависимости от времени суток отношения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний данных суток к предыдущим для DOY 243, четырех суток, предшествовавших DOY 243, и суток после DOY 243. Динамика уровня мерцаний в целом аналогична событиям #1–4. Магнитной буре предшествовало понижение уровня мерцаний, которое началось около 03^h DOY 241, понижение усиливалось в ночные часы DOY 242, 243. После магнитной бури между 21^h и 23^h DOY 243 произошло сравнительно кратковременное и не очень сильное повышение уровня мерцаний. Такое поведение уровня мерцаний в конце DOY 243 связано, по-видимому, с невысокой продолжительностью прохождения сжатой части возмущения (рис. 6б). Время запаздывания магнитной бури по отношению к началу понижения мерцаний составило 62 ч, что соответствует повороту Солнца на угол около 35°.

3.7. Событие #7: 08.09.2017 г.

08.09.2017 г. (DOY 251) около 01.00 UT (04.00^h) произошло сильное уменьшение индекса D_{st} с пиковым значением –124 нТл и величиной индекса $K_p \sim 8$. Из всех событий 2017 г. это событие было самым мощным, магнитная буря продолжалась около суток. На рис. 7а приведены зависимости от времени суток отношения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний данных суток к предыдущим для DOY 251, четырех суток, предшествовавших DOY 251, и трех суток после DOY 251. Около 18^h DOY 248 наблюдается ослабление мерцаний, которое соответствует приближению к Земле коротирующего возмущения с восточной стороны. Событию #7 предшествовала серия вспышек M

Таблица 2. Даты и классы вспышек для события #7

Дата	Класс вспышки	Время
04.09.2018 DOY 247	M1.2	08:49:00
	M1.5	18:30:00
	M1.0	21:22:00
	M1.7	22:37:00
	M1.5	23:02:00
05.09.2018 DOY 248	M5.5	23:33:00
	M2.1	01:14:00
	M4.2	04:08:00
	M1.0	06:51:00
	M3.2	07:53:00
06.09.2018 DOY 249	M3.8	09:40:00
	M2.3	20:43:00
	X2.2	12:10:00
	X9.3	15:02:00
	M2.5	18:56:00
07.09.2018 DOY 250	M1.4	22:30:00
	M1.2	02:39:00
	M2.4	08:02:00
	M1.4	12:54:00
	M7.3	13:15:00
07.09.2018 DOY 250	X1.3	17:36:00

X классов, высокая активность короны продолжалась в течение четырех суток, DOY 247–250; баллы вспышек и времена максимального рентгеновского излучения приведены в табл. 2. Вспышки были связаны с активной областью 2673, которая располагалась вблизи западного лимба Солнца. отождествление усилений мерцаний с индивидуальными событиями в короне в случае длительных вспышечных серий затруднительно в силу неоднозначности временной привязки и возможного наложения выбросов. Общая картина динамики уровня мерцаний обусловлена наложением распространяющихся возмущений, связанных с мощной вспышечной активностью, на коротирующее возмущение. Из рис. 7а видно, что в течение DOY 248–251 суточное распределение относительного уровня мерцаний было сильно нестационарным.

Первое усиление мерцаний произошло около 09^h DOY 248 при расположении просвечиваемой области к западу от Солнца, его можно связать с первой, не самой мощной, вспышечной серией DOY 247. При этом средняя скорость ведущей части выброса между короной и расстоянием 0.5 а.е. составляла около 1300 км/с, если выброс возник в начале серии между 18^h30^m, и около 2000 км/с, ес-

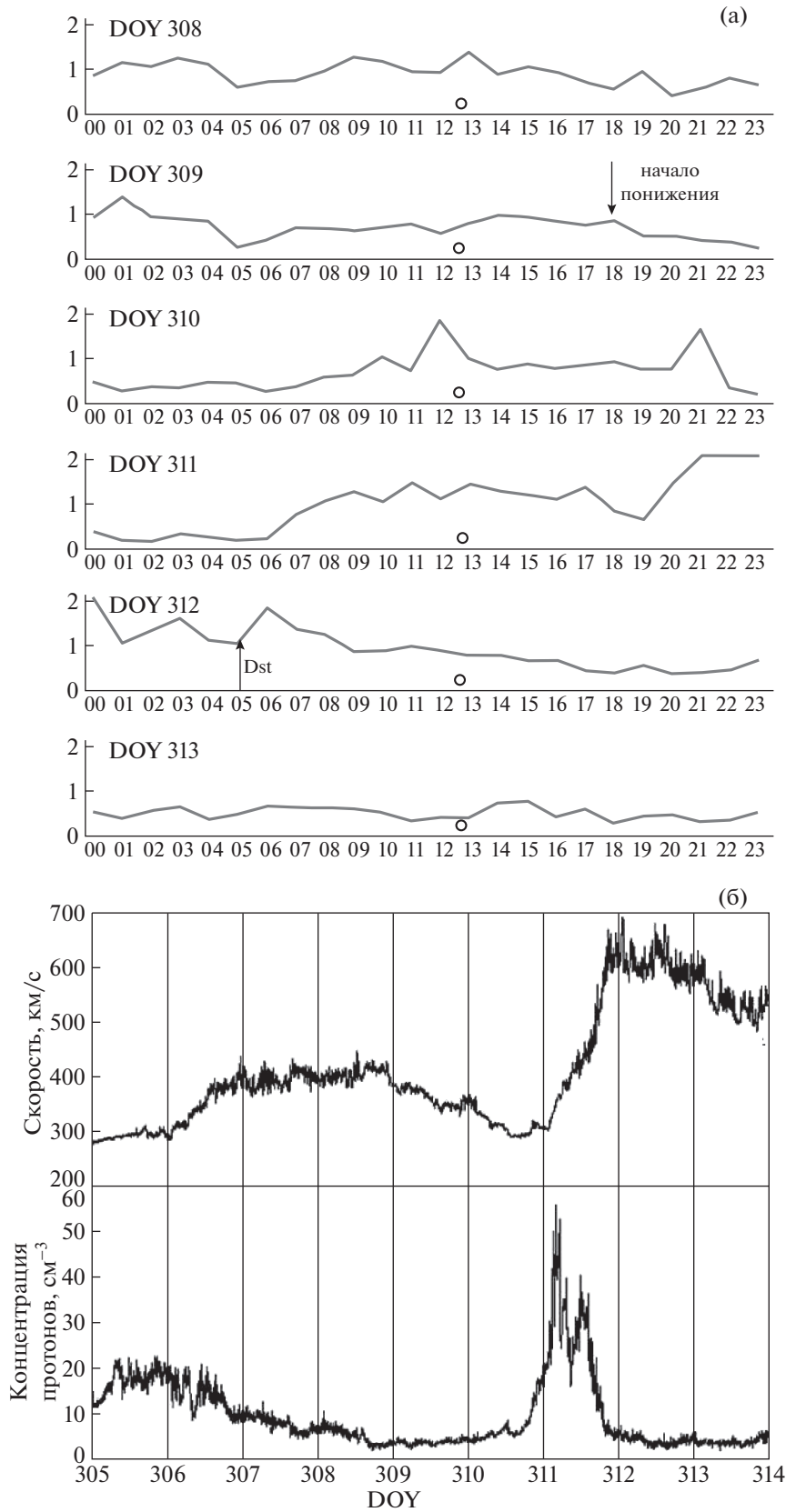


Рис. 8. То же, что на рис. 1, для события #8, 07–08.11.2017 (а, б).

ли выброс связан с наиболее сильной вспышкой серии M 5.5 в 09^h30^m (табл. 2).

Второе усиление мерцаний наблюдается между 15^h и 17^h DOY 249, что соответствует возмущенности межпланетной плазмы на расстояниях около 0.5 а.е. к востоку от Солнца. На протяжении всех суток DOY 250 межпланетная плазма была сильно возмущенной на всех расстояниях от Солнца. Возмущенность значительно усилилась для DOY 251 (на кривых рис. 7а показано отношение уровня мерцаний в данный день к предыдущему). Более подробно событие #7 для DOY 249–251 проанализировано в работах [10, 12], в частности, в [10] усиления мерцаний связывались с выбросами после вспышек M 3.2 DOY 248 и X 9.3 DOY 249 (табл. 2). Сделанные в [10] оценки показали, что средние скорости выбросов между короной и 0.5 а.е. составляли около 1000 и ~2000 км/с соответственно. Отметим, что предшествующее выбросам коротирующее возмущение в работах [10, 12] не рассматривалось.

На рис. 7б приведены данные по скорости и концентрации плазмы на спутнике WIND, виден приход к Земле серии сильных возмущений. Усиления вечерних и ночных мерцаний DOY 250 и DOY 251 обусловлены примыкающей к Земле областью солнечного ветра, аналогичные усиления концентрации можно видеть в эти же дни на рис. 7б. В последующие дни DOY 252 и DOY 253 на рис. 7а видно сильное ослабление уровня мерцаний. Средняя концентрация плазмы в эти дни согласно рис. 7б была также аномально низкой, с чем связан разрыв в данных для DOY 253. Сильная магнитная буря для события #7 вызвана, по всей видимости, вспышечным возмущением, которое “поглотило” коротирующее возмущение. Это следует также из временных зависимостей скорости и концентрации плазмы в начале DOY 251, которые заметно отличаются от типичных для областей взаимодействия разноскоростных потоков. Сильное падение средней концентрации и уровня флуктуаций для DOY 252 и DOY 253 может быть объяснено “выметанием” фоновой плазмы и плазмы коротирующего потока мощными выбросами типа гало вспышечного происхождения.

3.8. Событие # 8: 07–08.11.2017 г.

Событию 07–08.11.2017 г. не предшествовало вспышек класса C и выше. В ночь с 07.11.2017 г. (DOY 311) на 08.11.2017 г. (DOY 312) произошло сильное уменьшение индекса D_{st} с минимумами –70 нТл в 23.00 UT (02.00^h), –74 нТл в 02.00 UT (05.00^h) и –70 нТл в 05.00 UT (08.00^h), величина индекса K_p при этом увеличилась до 6. На рис. 8а приведены зависимости от времени суток отно-

шения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний данных суток к предыдущим для DOY 311, четырех суток, предшествовавших DOY 311, и суток после DOY 312. В целом событие #8 качественно аналогично коротирующим событиям #1–4, 6. Как видно из рис. 8а, в вечерние часы DOY 309 началось ослабление мерцаний, которое продолжалось в вечерние и ночные часы двух последующих суток. Кратковременное усиление мерцаний около 12^h DOY 310 относится к западной стороне и не связано с коротирующим потоком. Около 20^h DOY 311 началось усиление мерцаний, которое сопровождало магнитной буре, продолжалось до 08^h DOY 312 и было связано с приходом к Земле сжатой части возмущенного потока плазмы.

На рис. 8б приведены данные по скорости и плотности солнечного ветра у орбиты Земли, полученные по измерениям на спутнике WIND. На рис. 8б видно значительное кратковременное увеличение плотности плазмы для DOY 311, которое сопровождалось последующим значительным увеличением скорости плазмы. Время, прошедшее после начала понижения вечерних мерцаний в 18^h DOY 309 и пиком D_{st} , составило около 59 ч, что соответствует повороту Солнца на угол около 33°.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Событие #2 произошло примерно через 617 часов после события #1, это запаздывание соответствует примерно 1 обороту Солнца. События #5 и #7 произошли примерно через 5 и 7 оборотов после события #1 или через 4 и 6 оборотов после события #2. События #3 и #8 отделяет примерно 6 оборотов Солнца. Можно утверждать, что события #1, #2, #5 вызваны одной и той же крупномасштабной структурой, вращающейся вместе с Солнцем. События #3 и коротирующий поток события #8 связаны с другой пространственной структурой. Причем для событий #1, #2, #5 имеется корреляция с событиями 2016 г. (событие #1 DOY 60 2017 г. отделяет примерно 5 оборотов Солнца от события DOY 287 2016 г.). Это позволяет утверждать, что связанная с корональной дырой пространственная структура в солнечном ветре является долгоживущей и существует, по крайней мере, 20 оборотов Солнца. Событие #6 произошло через 53 дня после события #4, что соответствует примерно 2 оборотам Солнца. Эти события также коррелируют с событиями 2016 г. (DOY 67 2016 г.). Особое место занимает событие #7, время которого по кратности периоду вращения Солнца формально находится в одном ряду с событиями #1, #2, #5, но для этого события магнитная буря была вызвана вспышечным выбросом.

Проведенный анализ позволяет выделить следующие особенности в динамике уровня межпланетных мерцаний на временных интервалах, предшествующих магнитным бурям. За 3–4 дня до геомагнитного возмущения для всех рассмотренных событий начинается ослабление вечерних и ночных мерцаний, которое продолжается в последующие сутки. Ослабление мерцаний можно объяснить уменьшением абсолютного уровня мелкомасштабных флуктуаций плотности плазмы в медленном солнечном ветре перед сжатой частью возмущения на достаточно больших удалениях от Солнца. Природа падения уровня флуктуаций пока остается неясной. Желателен анализ аналогичных возмущений на других фазах солнечного цикла, которые могли бы подтвердить систематический характер этой особенности в долготном распределении флуктуаций плотности плазмы. В шести событиях из 8 (#1–4, #6, #8) динамика уровня мерцаний определяется короткими потоками. Для событий #5 и #7 одновременно с коротирующими потоками происходили выбросы вспышечного происхождения, распространяющимися из окрестности западного лимба Солнца. При этом для события #5 магнитная буря была вызвана коротирующим потоком, что может быть объяснено сравнительно невысокой мощностью выброса. Событие #7 может рассматриваться как уникальное: к Земле с востока приближался коротирующий поток, а с запада — мощный выброс после вспышки класса X 9.3. Коротирующий поток перед его приходом к Земле был поглощен вспышечным выбросом, который и вызвал магнитную бурю.

Практически одновременно с магнитной бурей происходит заметное усиление мерцаний, которое выражено более четко, если буря происходит в вечерние или ночные часы. Выше анализировались данные об уровне мерцаний с характерными временами около 1 с. Усиления секундных мерцаний, как правило, связаны с повышениями уровня турбулентности межпланетной плазмы. Однако в периоды магнитных бурь существенный вклад в секундные мерцания может вносить возмущенная ионосфера [9, 10]. По этой причине наблюдения индивидуальных источников, а также массовые измерения в возмущенные периоды не позволяют разделить межпланетные и ионосферные мерцания. В особенности это относится к вечерним и ночным мерцаниям, когда уровень межпланетных мерцаний сравнительно низок.

Для определения происхождения усиления мерцаний, сопутствующих магнитным бурям, был проведен специальный анализ, основанный на использовании “опорных” источников. В периоды времени, соответствующие усиленным мерцаниям на фоне магнитных бурь, сравнивались мерцания двух близко расположенных ис-

точников (пары источников различны для различных событий). Один из них был компактным, угловой размер порядка $0.1''$, второй был протяженным с угловым размером более $1'$. Компактный источник мерцает как на межпланетной, так и на ионосферной плазме. Для протяженного источника межпланетные мерцания сильно подавляются и возможны только мерцания на ионосфере. Оказалось, что для событий #1–6, #8 уровень мерцаний компактного источника значительно превосходит уровень мерцаний протяженного источника. Это показывает, что секундные мерцания, сопутствующие магнитной буре, связаны с повышением уровня мелкомасштабной турбулентности в области солнечного ветра, прилегающей к орбите Земли.

Для события #7, как показано в [10], сопутствующее магнитной буре усиление секундных мерцаний имеет место как для компактного, так и для протяженного источников, что однозначно указывает на связь усиления мерцаний с возмущенной ионосферой и подтверждает кардинальное отличие этого события от всех других, рассмотренных выше. Характерные особенности события #7 могут быть использованы при моделировании взаимодействия выбросов корональной массы с коротирующими потоками. В настоящей работе рассматриваются в основном проявления крупномасштабных возмущений двух типов в динамике уровня мерцаний. По этой причине мы ограничились данными с КА WIND только по скорости и плотности плазмы. Для более детального исследования воздействия возмущенных потоков на магнитосферу Земли могут быть использованы дополнительные параметры плазмы такие, как температура и параметр бета, приведенные, например в каталоге, размещенном на сайте ИКИ РАН⁵. Отметим, что при использовании наблюдений межпланетных мерцаний для краткосрочного прогноза геомагнитной активности желательны дополнительные данные о Vz компоненте межпланетного магнитного поля в возмущенных потоках [13].

5. ВЫВОДЫ

Проведенное рассмотрение позволяет сделать следующие выводы.

1. В 2017 г. на фазе спада солнечной активности большинство сильных геомагнитных возмущений было связано с коротирующими областями взаимодействия разноскоростных потоков солнечного ветра. Коротирующие потоки 2017 г. по 27-дневной периодичности ассоциируются с аналогичными возмущениями 2016 г., что показыва-

⁵ <http://ftp.iki.rssi.ru/pub/omni/>

ет их долгоживущий характер с временем жизни не менее 20 оборотов Солнца.

2. Данные мониторинга межпланетных мерцаний позволяют фиксировать коротирующие возмущения до их прихода к Земле. Как и в 2016 г. [11], в вечернем секторе за 3–4 дня до прихода сжатой части возмущения фиксируется ослабление мерцаний, которое сохраняется или даже усиливается в течение последующих суток. Понижение уровня мерцаний связано, по-видимому, с существенным уменьшением уровня мелкомасштабной турбулентности плазмы в протяженной (30° – 50° по долготе) области перед фронтальной частью возмущения.

3. В некоторых событиях на фоне коротирующих возмущений наблюдаются выбросы корональной массы. При этом магнитные бури в зависимости от мощности распространяющихся возмущений могут вызываться или возмущениями вспышечного происхождения или коротирующим потоком даже в тех случаях, когда выброс генерируется в короне вблизи западного лимба Солнца.

4. Для всех наблюдавшихся событий одновременно с магнитной бурей происходит усиление секундных мерцаний, которое наиболее четко фиксируется, если буря происходит в вечерние или ночные часы. Для рассмотренных нами событий 2016–2017 гг. сопутствующие магнитной буре усиления мерцаний связаны с повышениями уровня мелкомасштабных флуктуаций в примыкающих к Земле областях солнечного ветра, если буря возбуждается коротирующим возмущением, и с возмущенной ионосферой, если буря возбуждается возмущением вспышечной природы.

БЛАГОДАРНОСТИ

В части ночных мерцаний работа поддержана Программой КП19-270 “Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. M. Bisi, A. R. Breen, B. V. Jackson, R. A. Fallows, et al.*, *Solar Phys.* **265**, 49 (2010).
2. *M. M. Bisi, A. Gonzalez-Esparza, B. V. Jackson, M. Tokumaru, and J. Leibacher*, *Solar Phys.* **290** (9), 2393 (2015).
3. *T. Iju, M. Tokumaru, and K. Fujiki*, *Solar Phys.* **289**, 2157 (2014).
4. *A. Johri and P. K. Manoharan*, *Solar Phys.* **291**, 1433 (2016).
5. *M. Tokumaru, M. Kojima, K. Fujiki, and A. Yakobe*, *J. Geophys. Res.* **105** (A5), 10435 (2000).
6. *Yu. I. Yermolaev, N. S. Nikolaeva, I. G. Lodkina, and M. Yu. Yermolaev*, *J. Geophys. Res.* **51**, 21 (2011).
7. *Ю. И. Ермолаев, И. Г. Лодкина, Н. С. Николаева, М. Ю. Ермолаев, М. О. Рязанцева*, *Космич. исслед.* **55**, 189 (2017).
8. *S. J. Tappin*, *Planetary and Space Science* **34**, 93 (1986).
9. *I. V. Chashei, S. A. Tyul'bashev, V. I. Shishov, I. A. Subaev*, *Space Weather* **14**, 682 (2016).
10. *И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, В. И. Шишов, И. А. Субаев*, *Астрон. журн.* **95**, 366 (2018).
11. *И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев, А. И. Чернышова*, *Астрон. журн.* **96**, 407 (2019).
12. *M. Tokumaru, K. Fujiki, K. Iwai, S. Tyul'bashev, and I. Chashei*, *Solar Phys.* **294**, 15 (2019).
13. *B. V. Jackson, P. P. Hick, A. Buffington, H.-S. Yu, M. M. Bisi, M. Tokumaru, X. Zhao*, *Astrophys. J.* **803**, L1 (2015).