

СОДЕРЖАНИЕ

Том 99, номер 8, 2022

Либрации в двойных барах галактик <i>Б. П. Кондратьев, Е. Н. Киреева, В. С. Корноухов, Н. Г. Трубицына</i>	619
Эволюция мазерного излучения ОН в области активного звездообразования W75 N. II. Исследования в линиях 1667 и 1720 МГц <i>Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, В. В. Краснов, А. М. Толмачев</i>	628
Сравнение углов между магнитным моментом и осью вращения для двух групп радиопульсаров <i>З. В. Кенько, Ф. Малов</i>	650
Современная звездная астрономия <i>О. Ю. Малков, Е. В. Поляченко</i>	675
О некорректности правила Гневышева–Оля в объединении четно-нечетных циклов 11-летней солнечной активности в физические пары и высоте максимума XXV и XXVI циклов <i>Х. И. Абдусаматов</i>	684
Спутниковые мегасозвездия и проблема темного и спокойного неба <i>Б. М. Шустов</i>	694

ЛИБРАЦИИ В ДВОЙНЫХ БАРАХ ГАЛАКТИК

© 2022 г. Б. П. Кондратьев^{1, 2, *}, Е. Н. Киреева¹, В. С. Корноухов¹, Н. Г. Трубицына³

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

² Главная (Пулковская) Астрономическая обсерватория, Санкт-Петербург, Россия

³ Удмуртский государственный университет, Ижевск, Россия

*E-mail: kond@boris-kondratyev.ru

Поступила в редакцию 19.04.2022 г.

После доработки 09.06.2022 г.

Принята к публикации 21.06.2022 г.

Разработан новый аналитический метод исследования взаимных поворотных колебаний (либраций) гравитирующих звездных эллипсоидов, образующих двойные бары в дисковых галактиках. Модель двойного бара представлена суперпозицией двух концентрических несоосных эллипсоидов (бар 1 и бар 2), имеющих разные масштабы и массы. Рассмотрены два варианта моделей: с однородными барами и со слоисто-неоднородным внешним баром 2. Для каждой модели получены выражения взаимной гравитационной энергии эллипсоидов и рассчитан момент сил между ними, построены лагранжианы и выводятся дифференциальные уравнения нелинейных либраций баров относительно “срединной” плоскости. Найдены решения этих уравнений, вычислены частоты и периоды либраций как в общем нелинейном случае, так и в приближении гармонических колебаний. Обсуждается приложение метода к изучению динамики других подсистем галактик.

Ключевые слова: двойные бары в галактиках, суперпозиция гравитирующих эллипсоидов и их взаимная энергия, лагранжианы, линейные и нелинейные уравнения либрации баров, частоты и периоды колебаний

DOI: 10.31857/S0004629922090067

1. ВВЕДЕНИЕ

Бары (перемычки) являются неотъемлемой частью многих дисковых галактик [1, 2]. Как известно, более половины плоских галактик имеют бар, и чем ближе находятся к нам галактики при $z < 1$, тем чаще они имеют бар [3]. Бары играют важную роль в динамике галактик, и интерес к ним еще более возрос после открытия их сложной структуры; оказалось, что в среднем каждый третий бар может состоять из двух вложенных друг в друга звездных баров, см., например, [4]. В частности, бар в нашей Галактике также имеет сложную структуру [5]. Динамика и устойчивость двойных баров пока полностью не изучены, и их исследование является актуальной задачей [6–8].

В работе [9] была построена фазовая модель звездного цилиндра, вложенного во вращающееся звездное гало. В этой модели было установлено существование сдвиговых течений центроидов вдоль внутренней “трубы”, вследствие чего масса модели могла теряться. В русле этих исследований находится и задача построения модели двойного бара с постоянными массами компонентов.

При постановке задач об эволюции баров важен выбор подходящего метода исследования. Построить нестационарную самосогласованную фазовую модель бара пока не удается из-за значительных математических трудностей. Однако некоторые важные результаты могут быть получены и более простыми методами. В данной работе, как первый шаг к решению проблемы, разработан метод изучения вращательных колебаний (либраций), вложенных друг в друга гравитирующих трехосных звездных баров. Задача сводится к построению лагранжиана, где в качестве потенциального члена используется взаимная гравитационная энергия компонентов двойного бара. Этот метод хорош тем, что производная от взаимной энергии по углу либрации сразу дает момент сил, действующих на внутренний бар со стороны внешнего (справедливо и обратное!). Это позволяет простым и надежным способом выводить дифференциальное уравнение либраций баров относительно друг друга.

В разделе 2 дана постановка задачи, в разделе 3 найдена взаимная гравитационная энергия однородных баров. Лагранжиан для этой задачи получен в разделе 4, где вводится понятие “средин-

ной” плоскости, получено и решено уравнение нелинейных поворотных колебаний баров. В разделе 5 рассматривается задача о взаимной энергии и либрациях баров относительно “срединной” плоскости в случае, когда внешний бар представлен неоднородным эллипсоидом. В разделе 6 результаты обсуждаются.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Бар (перемычка, рукав) состоит в основном из звезд и моделируется вытянутым вдоль главной оси однородным трехосным эллипсоидом. Мы рассматриваем модель двойного бара и полагаем, что меньший по размерам бар 1 имеет границу

$$\frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} + \frac{x_3^2}{a_3^2} = 1, \quad (a_1 > a_2 > a_3), \quad (1)$$

а внешний бар 2 есть эллипсоид, полуоси которого будем отмечать штрихами ($a'_1 > a'_2 > a'_3$). Оба эллипсоидальных компонента могут совершать поворотные либрации вокруг оси Ox_3 , внутренние течения в эллипсоидах отсутствуют.

Бар на стадии вековой эволюции находится в слабо неравновесном состоянии. Нас интересует, прежде всего, крупномасштабная нестационарность системы из двух баров в виде их поворотных колебаний относительно друг друга.

Пусть система декартовых координат $Ox_1x_2x_3$ связана с главными (штрихованными) полуосями внешнего бара 2, а система $OX_1X_2X_3$ — с полуосями внутреннего бара 1. Ориентация бара 1 относительно осей бара 2 задается углом $\theta(t)$ (рис. 1).

Введенные системы координат связаны соотношениями:

$$\begin{aligned} x_1 &= X_1 \cos \theta - X_2 \sin \theta; \\ X_1 &= x_1 \cos \theta + x_2 \sin \theta; \\ x_2 &= X_1 \sin \theta + X_2 \cos \theta; \\ X_2 &= x_2 \cos \theta - x_1 \sin \theta. \end{aligned} \quad (2)$$

Для проверки формул (2) заметим, что квадрат длины отрезка $x_1^2 + x_2^2 = X_1^2 + X_2^2$ одинаков в обеих системах координат.

3. ВЗАИМНАЯ ГРАВИТАЦИОННАЯ ЭНЕРГИЯ ДВУХ БАРОВ С ЕДИНЫМ ЦЕНТРОМ

Для решения задачи о либрациях компонентов двойного бара, находящихся в суперпозиции их гравитационных полей, применим метод, основанный на вычислении взаимной гравитационной энергии W_{mut} внутреннего бара 1 (плотность которого ρ_1) и внешнего бара 2 плотности ρ_2 . В случае однородности обоих компонентов их

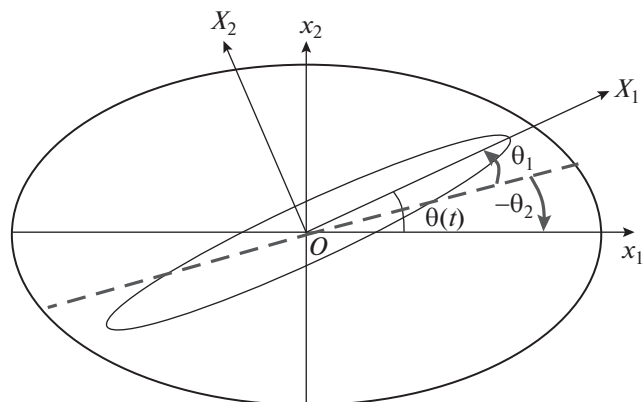


Рис. 1. Схема двойного бара, оба компонента которого имеют форму трехосных эллипсоидов с общим центром O . Показаны две системы декартовых координат и угол наклона $\theta(t)$ баров друг к другу. Ось Ox_3 нормальна к плоскости рисунка. Штрихами намечена “срединная линия” и показаны вспомогательные углы наклонов баров $\theta_1(t)$ и $\theta_2(t)$.

взаимную энергию можно находить по формуле [10, 11]

$$W_{\text{mut}} = -\rho_1 \iiint_{V_1} \varphi_2(x_i) dV, \quad (3)$$

где интегрирование внутреннего потенциала $\varphi_2(x_i)$ бара 2 происходит по объему бара V_1 . В системе координат $Ox_1x_2x_3$ гравитационный потенциал однородного внешнего эллипсоида во внутренней точке (см., например, [12]) равен

$$\varphi_2 = \pi G \rho_2 (I' - A'_1 x_1^2 - A'_2 x_2^2 - A'_3 x_3^2), \quad (4)$$

где I' и коэффициенты A'_i имеют вид

$$\begin{aligned} I' &= a'_1 a'_2 a'_3 \int_0^\infty \frac{ds}{\Delta(s)}; & A'_i &= a'_1 a'_2 a'_3 \int_0^\infty \frac{ds}{(a_i'^2 + s) \Delta(s)}; \\ \Delta^2(s) &= (a_1'^2 + s)(a_2'^2 + s)(a_3'^2 + s). \end{aligned} \quad (5)$$

Далее потенциал (4) запишем в системе координат $OX_1X_2X_3$, относящихся к бару 1. Используя формулы (2), получим выражение

$$\begin{aligned} \varphi_2 &= \pi G \rho_2 \left[I' - A'_1 (X_1 \cos \theta - X_2 \sin \theta)^2 - \right. \\ &\quad \left. - A'_2 (X_1 \sin \theta + X_2 \cos \theta)^2 - A'_3 x_3^2 \right], \end{aligned} \quad (6)$$

которое преобразуем к виду

$$\begin{aligned} \varphi_2 &= \pi G \rho_2 \left[I - (A'_1 \cos^2 \theta + A'_2 \sin^2 \theta) X_1^2 - \right. \\ &\quad \left. - (A'_1 \sin^2 \theta + A'_2 \cos^2 \theta) X_2^2 - \right. \\ &\quad \left. - (A'_2 - A'_1) \sin 2\theta \cdot X_1 X_2 - A'_3 x_3^2 \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Подставляя гравитационный потенциал (7) под знак интеграла в (3) и учитывая, что тензор инерции второго порядка однородного эллипсоида равен

$$I_{ij} = \rho_1 \iiint_{V_1} X_i X_j dV = \frac{1}{5} M_1 a_i^2 \delta_{ij} \quad (8)$$

(где $M_1 = \frac{4}{3} \pi a_1 a_2 a_3 \rho_1$ – масса бара 1, а δ_{ij} – символ Кронекера), в итоге, после интегрирования находим взаимную энергию двух эллипсоидальных компонентов бара:

$$W_{\text{mut}}(\theta) = \frac{1}{5} \pi G \rho_2 M_1 \left[(A'_1 a_1^2 + A'_2 a_2^2) \cos^2 \theta + (A'_1 a_2^2 + A'_2 a_1^2) \sin^2 \theta + A'_3 a_3^2 - 5I' \right]. \quad (9)$$

В частности, для $\theta = 0$, когда большая ось OX_1 бара 1 совпадает с осью Ox_1 бара 2, взаимная энергия принимает свое минимальное (максимальное по модулю) значение

$$W_{\text{mut}}^0(\theta) = \frac{1}{5} \pi G \rho_2 M_1 \left[A'_1 a_1^2 + A'_2 a_2^2 + A'_3 a_3^2 - 5I' \right]. \quad (10)$$

Далее примем $W_{\text{mut}}^0(\theta)$ за точку отсчета взаимной энергии и составим разность

$$\tilde{W}_{\text{mut}}(\theta) = W_{\text{mut}}(\theta) - W_{\text{mut}}^0. \quad (11)$$

После простых преобразований в (11) находим

$$\tilde{W}_{\text{mut}}(\theta) = \frac{1}{5} \pi G \rho_2 M_1 (A'_2 - A'_1) (a_1^2 - a_2^2) \sin^2 \theta. \quad (12)$$

Отметим, что в формуле (12) присутствует только член, зависящий от угла θ , причем коэффициент при $\sin^2 \theta$ обращается в нуль в двух случаях: (i) при осевой симметрии внешнего бара 2 (когда $A'_1 = A'_2$), а также (ii), когда бар 1 имеет круговую симметрию $a_1 = a_2$. Очевидно, в обоих случаях либрации компонентов бара отсутствуют.

График формулы (12) показан на рис. 2. Из него видно, что минимум взаимной энергии достигается, когда большие оси обоих баров совпадают. Из этого рисунка также следует, что в интервале углов $-\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2}$ система баров находится в потенциальной яме, причем нормированная взаимная энергия имеет свой локальный минимум при $\theta = 0$. Это означает, что либрацию бара 1 можно представить как колебания материальной точки, перекачивающейся в поле тяжести внутри вогнутой чаши. Такие поворотные колебания бара являются устойчивыми.

Рассмотрим подробнее поворотные либрации баров 1 и 2 друг относительно друга.

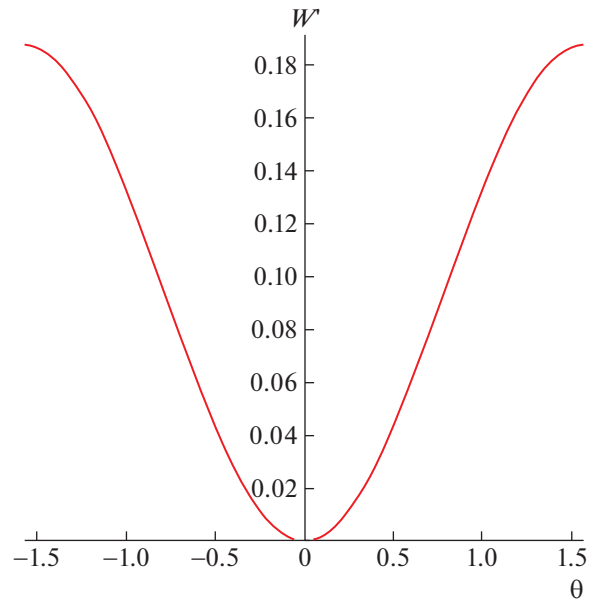


Рис. 2. Зависимость нормированной взаимной гравитационной энергии $W' = \frac{\tilde{W}_{\text{mut}}(\theta)}{\frac{1}{5} \pi G \rho_2 M_1 a_1^2}$ двух баров от угла ориентации θ . Для расчетов взяты значения $A'_1 = 0.15$; $A'_2 = 0.4$; $n = \frac{a_2}{a_1} = 0.5$.

4. МОМЕНТ СИЛ И УРАВНЕНИЯ ЛИБРАЦИИ КОМПОНЕНТОВ В ДВОЙНОМ БАРЕ

При изучении взаимных либраций баров 1 и 2 применим метод, разработанный в работе Кондратьева [13]. Согласно этому методу, момент сил \mathbf{M} , действующих на бар 1 со стороны бара 2, мы находим через вычисление производной от функции взаимной энергии компонентов баров по углу либрации θ . В нашем случае единственный отличный от нуля третий компонент момента сил будет равен:

$$M = \frac{\partial \tilde{W}_{\text{mut}}}{\partial \theta}, \quad (13)$$

где \tilde{W}_{mut} из (12).

Далее исходим из того, что в процессе поворотных колебаний баров 1 и 2 относительно оси Ox_3 их суммарный угловой момент сохраняется

$$I_3^{(1)} \dot{\theta}_1 + I_3^{(2)} \dot{\theta}_2 = 0; \quad I_3^{(1)} = \frac{1}{5} M_1 (a_1^2 + a_2^2), \quad (14)$$

$$I_3^{(2)} = \frac{1}{5} M_2 (a_1^2 + a_2^2).$$

Интегрируя (14), получим

$$I_3^{(1)} \theta_1 + I_3^{(2)} \theta_2 = C. \quad (15)$$

По условию задачи, при $\theta_1 = 0$ должно быть и $\theta_2 = 0$, поэтому в (15) следует положить $C = 0$. Таким образом, для вспомогательных углов $\theta_1(t)$ и $\theta_2(t)$ имеем два уравнения

$$\begin{aligned} \theta_1 - \theta_2 &= \theta, \\ I_3^{(1)}\theta_1 + I_3^{(2)}\theta_2 &= 0, \end{aligned} \quad (16)$$

с решениями

$$\theta_1 = \frac{\theta}{1 + \frac{I_3^{(1)}}{I_3^{(2)}}}, \quad -\theta_2 = \frac{\theta}{1 + \frac{I_3^{(2)}}{I_3^{(1)}}}. \quad (17)$$

Для нахождения периода колебаний баров составим лагранжиан

$$L = K - W_{\text{mut}}, \quad (18)$$

где K – кинетическая энергия колебаний, а W_{mut} – потенциальная энергия системы двух баров. Кинетическая энергия будет равна

$$K = \frac{1}{2} I_3^{(1)} \dot{\theta}_1^2 + \frac{1}{2} I_3^{(2)} \dot{\theta}_2^2 = \frac{1}{2} \dot{\theta}^2 \frac{I_3^{(1)} \cdot I_3^{(2)}}{I_3^{(1)} + I_3^{(2)}}, \quad (19)$$

где для преобразований мы использовали выражения вспомогательных углов (17). Потенциальная часть лагранжиана (18) дана в (12). Поскольку нас интересуют только величины, зависящие от угла θ , мы не включили в K из (19) энергию полного вращения T_{rot} всей системы баров вокруг оси Ox_3 (очевидно, включение этой постоянной T_{rot} не изменило бы форму уравнения Лагранжа).

Таким образом, оставляя для системы баров только ту часть лагранжиана $L(\theta)$, которая зависит от угла θ , имеем редуцированный лагранжиан в виде

$$\begin{aligned} L(\theta) &= K - \tilde{W}_{\text{mut}} = \frac{1}{2} \tilde{I}_3 \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 - \\ &- \frac{1}{5} \pi G \rho_2 M_1 \left[(A_2' - A_1') (a_1^2 - a_2^2) \sin^2 \theta \right], \end{aligned} \quad (20)$$

где для краткости через \tilde{I}_3 обозначен приведенный момент инерции системы

$$\tilde{I}_3 = \frac{I_3^{(1)} \cdot I_3^{(2)}}{I_3^{(1)} + I_3^{(2)}}. \quad (21)$$

Обратимся теперь ко второму уравнению движения Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{dL}{d\dot{\theta}} \right) - \frac{dL}{d\theta} = 0, \quad (22)$$

где член $\frac{dL}{d\dot{\theta}}$ равен моменту сил в левой части (13). Подставляя в (22) лагранжиан из (20), в итоге по-

лучим искомое дифференциальное уравнение колебаний для угла $\theta(t)$:

$$\ddot{\theta} + \omega^2 \sin 2\theta = 0. \quad (23)$$

Входящая в (23) величина ω^2 имеет размерность квадрата частоты колебаний и связана с характеристиками обоих баров

$$\omega^2 = \pi G \rho_2 \frac{a_1^2 - a_2^2}{a_1^2 + a_2^2} (A_2' - A_1') \left(1 + \frac{M_1 a_1^2 + a_2^2}{M_2 a_1^2 + a_2^2} \right). \quad (24)$$

Дифференциальное уравнение (23) дает решение поставленной задачи о нелинейных либрациях в двойном однородном баре.

В частности, при малых θ либрации бара описываются уравнением гармонических колебаний

$$\ddot{\theta} + \kappa^2 \theta = 0. \quad (25)$$

Замечание 1. В данной работе вначале рассмотрим случай малых (гармонических) вращательных колебаний компонентов двойного бара. Общий случай нелинейных вращательных колебаний, представленных уравнением (23), будет рассмотрен в разделе 5.

Частота указанных малых колебаний есть

$$\begin{aligned} \kappa &= \sqrt{2} \omega = \\ &= \sqrt{2 \pi G \rho_2 \frac{a_1^2 - a_2^2}{a_1^2 + a_2^2} (A_2' - A_1') \left(1 + \frac{M_1 a_1^2 + a_2^2}{M_2 a_1^2 + a_2^2} \right)}, \end{aligned} \quad (26)$$

а период колебаний равен

$$T_0 = \frac{2\pi}{\kappa}. \quad (27)$$

Решение уравнения (25) имеет вид

$$\theta = \theta_0 \sin(\kappa t + \theta'). \quad (28)$$

На рис. 3 показано 3D изображение формулы (27).

Для примера, возьмем следующие относительные размеры компонентов в двойном баре:

$$a_1' = 3, \quad a_2' = 2, \quad a_3' = 1; \quad n = \frac{a_2}{a_1} = \frac{2}{3}. \quad (29)$$

Тогда коэффициенты внутреннего потенциала однородного гало, рассчитанные по формулам (5), будут равны

$$A_1' = 0.3126014; \quad A_2' = 0.5343081. \quad (30)$$

Среднюю плотность бара 2 возьмем равной $\rho_2 \approx 5 \times 10^{-22} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$. Тогда по формулам (26) и (27) находим период малых либраций

$$T_0 \approx 4.43 \times 10^7 \text{ лет}. \quad (31)$$

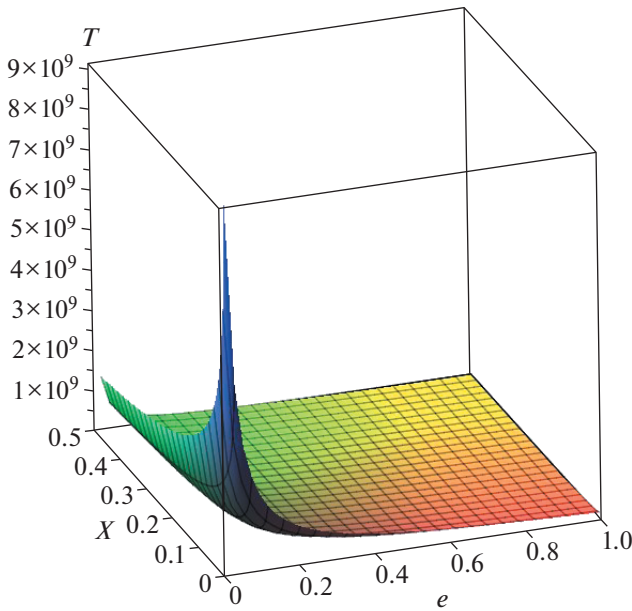


Рис. 3. 3D изображение периода T_0 (в земных годах) гармонических либраций компонентов двойного бара.

Здесь $e = \sqrt{1 - \frac{a_2^2}{a_1^2}}$ есть эксцентриситет экваториального сечения внутреннего бара, а $x = A'_2 - A'_1$ – разность коэффициентов потенциала для внешнего бара 2. Расчет сделан по формуле (27), в которой взято

$$\rho_2 = 7.5 M_\odot \text{ пк}^{-3} \approx 5 \times 10^{-22} \text{ г/см}^3 \text{ и } \frac{I_3^{(1)}}{I_3^{(2)}} = \frac{1}{3}.$$

Найденный в (31) период малых либрационных колебаний бара равен примерно 44 млн. лет, что примерно в 5 раз меньше, чем вращение Солнца вокруг центра Галактики. Далее в разделе 5 мы покажем, что учет неоднородности бара 2 может заметно замедлить процесс колебаний компонентов двойного бара и увеличить период их либраций.

При больших амплитудах θ_0 бар, согласно уравнению (23), совершает нелинейные колебания, частота и период которых равны

$$\mu = \frac{\pi \kappa}{2 K(\kappa)}, \quad T = \frac{2\pi}{\mu}. \quad (32)$$

Здесь $K(\kappa)$ – стандартный полный эллиптический интеграл первого рода. С хорошей точностью период нелинейных колебаний с амплитудой θ_0 может быть представлен формулой

$$T = T_0 \left(1 + \frac{1}{4} \sin^2 \theta_0 \right), \quad (33)$$

где T_0 дано в (27). Расчет периода нелинейных колебаний как функции от амплитуды показан на рис. 4.

5. ЛИБРАЦИИ КОМПОНЕНТОВ ПРИ НЕОДНОРОДНОМ ВНЕШНЕМ БАРЕ 2

5.1. Плотность и внутренний потенциал в баре 2

В качестве другой модели бара 2 рассмотрим неоднородный трехосный эллипсоид с параболическим законом плотности $\rho(m)$ и массой M_2

$$\rho = \rho_0(1 - m^2); \quad m^2 = \frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} + \frac{x_3^2}{a_3^2}; \quad M_H = \frac{8}{15} \pi a'_1 a'_2 a'_3 \rho_0. \quad (34)$$

Замечание 2. Эллипсоид с параболическим законом плотности (34) является одним из самых простых после однородного. Мы рассмотрим его в качестве примера, чтобы оценить влияние неоднородности на взаимную энергию системы “бар 1–бар 2” и на период либраций компонентов бара. В техническом плане расчеты для этой модели более сложные, чем для модели с однородными компонентами.

Внутренний потенциал такого слоисто-неоднородного эллипсоида дается формулой (см. [14], а также [10, 11])

$$\varphi(x) = \frac{1}{2} \pi G \rho_0 a'_1 a'_2 a'_3 \int_0^\infty \frac{ds}{\Delta(s)} \left(1 - \sum_{i=1}^3 \frac{x_i^2}{a_i'^2 + s} \right)^2, \quad (35)$$

где $\Delta(s)$ дано в (5). Раскрывая скобки и интегрируя в (35), получим выражение

$$\begin{aligned} \varphi_2 = \frac{1}{2} \pi G \rho_0 \{ & I' - 2A'_1 x_1^2 - 2A'_2 x_2^2 - 2A'_3 x_3^2 + \\ & + A'_{11} x_1^4 + A'_{22} x_2^4 + A'_{33} x_3^4 + \\ & + 2A'_{12} x_1^2 x_2^2 + 2A'_{13} x_1^2 x_3^2 + 2A'_{23} x_2^2 x_3^2 \}. \end{aligned} \quad (36)$$

Напомним, что здесь φ_2 есть потенциал бара 2; коэффициенты A'_i даны в (5), а двойные индексы Чандрасекара [12] равны

$$A'_{ij} = a'_1 a'_2 a'_3 \int_0^\infty \frac{ds}{(a_i'^2 + s)(a_j'^2 + s)\Delta(s)}. \quad (37)$$

Подставляя в (36) формулы (2), получим выражение потенциала внутри эллипсоида бара 2 в виде

$$\begin{aligned} \varphi_H = \frac{1}{2} \pi G \rho_0 \{ & I + A'_{33} x_3^4 + R_{1111} X_1^4 + R_{2222} X_2^4 + \\ & + R_{1122} X_1^2 X_2^2 + R_{1133} X_1^2 X_3^2 + R_{2233} X_2^2 X_3^2 - \\ & - R_{22} X_2^2 - R_{11} X_1^2 - 2A'_2 x_3^2 \}. \end{aligned} \quad (38)$$

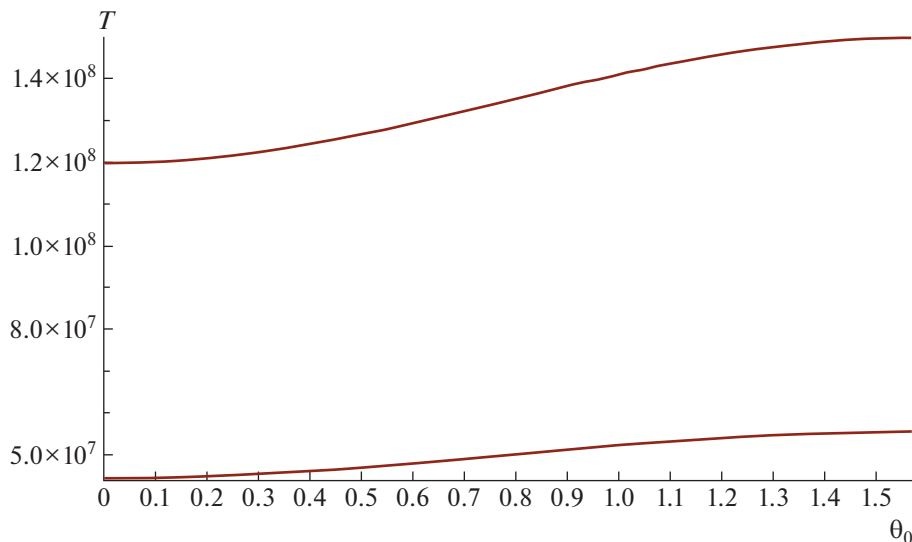


Рис. 4. Период нелинейных колебаний T компонентов двойного бара как функция от амплитуды θ_0 . Расчет по формуле (33). Нижняя кривая – для однородных баров 1 и 2 с коэффициентом T_0 из (31), верхняя кривая – для модели “однородный бар 1 – неоднородный бар 2” с коэффициентом T_0 из (57).

Входящие сюда коэффициенты равны

$$R_{11} = 2A'_1 \cos^2 \theta + 2A'_2 \sin^2 \theta;$$

$$R_{22} = 2A'_1 \sin^2 \theta + 2A'_2 \cos^2 \theta;$$

$$R_{1111} = A'_{11} \cos^4 \theta + 2A'_{12} \cos^2 \theta \sin^2 \theta + A'_{22} \sin^4 \theta;$$

$$R_{2222} = A'_{11} \sin^4 \theta + 2A'_{12} \cos^2 \theta \sin^2 \theta + A'_{22} \cos^4 \theta; \quad (39)$$

$$R_{1122} = (6A'_{11} - 8A'_{12} + 6A'_{22}) \cos^2 \theta \sin^2 \theta + 2A'_{11} \cos^4 \theta + 2A'_{12} \sin^4 \theta;$$

$$R_{1133} = 2A'_{12} \cos^2 \theta + 2A'_{23} \sin^2 \theta;$$

$$R_{2233} = 2A'_{13} \sin^2 \theta + 2A'_{23} \cos^2 \theta.$$

Замечание 3. В (39) не включены три *несимметричных* члена R_{1112} , R_{1222} , R_{1233} , так как при последующем интегрировании по симметричному объему внутреннего эллипсоидального бара 1 эти члены дают ноль.

5.2. Взаимная энергия однородного бара 1 и неоднородного бара 2

Чтобы не усложнять объем выкладок, бар 1 по-прежнему считаем однородным. Для нахождения взаимной энергии системы “бар 1 – бар 2” подставим гравитационный потенциал (38) под знак интеграла в (3). Интегрируя по объему бара 1 и учитывая (8), а также формулы

$$I_{iiii} = \rho_b \iiint_{V_b} X_i^4 dV = \frac{3}{35} M_b a_i^4, \quad i = 1, 2, 3;$$

$$I_{ijij} = \rho_b \iiint_{V_b} X_i^2 X_j^2 dV = \frac{1}{35} M_b a_i^2 a_j^2, \quad (40)$$

$$ij = 1122, 1133, 2233;$$

$$I_{1233} = I_{1222} = I_{1112} = 0,$$

находим взаимную энергию системы “однородный бар 1 – неоднородный бар 2”:

$$W_{\text{mut}} = -\frac{1}{10} \pi G \rho_0 M_b \left\{ 5I - R_{11} a_1^2 - R_{22} a_2^2 - 2A'_3 a_3^2 + \frac{3}{7} A'_{33} a_3^4 + \frac{3}{7} R_{1111} a_1^4 + \frac{3}{7} R_{2222} a_2^4 + \frac{1}{7} R_{1122} a_1^2 a_2^2 + \frac{1}{7} R_{1133} a_1^2 a_3^2 + \frac{1}{7} R_{2233} a_2^2 a_3^2 \right\}. \quad (41)$$

Подставляя далее в (41) коэффициенты из (39), после преобразований находим

$$W_{\text{mut}} = -\frac{1}{10} \pi G \rho_0 M_b \left\{ S_4 \sin^4 \theta + C_4 \cos^4 \theta + CS \cos^2 \theta \sin^2 \theta + S_2 \sin^2 \theta + C_2 \cos^2 \theta + R \right\}. \quad (42)$$

Здесь для краткости введены следующие обозначения:

$$S_4 = \frac{3}{7} A'_{11} a_2^4 + \frac{3}{7} A'_{22} a_1^4 + \frac{2}{7} A'_{12} a_1^2 a_2^2;$$

$$C_4 = \frac{3}{7} A'_{22} a_2^4 + \frac{3}{7} A'_{11} a_1^4 + \frac{2}{7} A'_{11} a_1^2 a_2^2;$$

Таблица 1. Коэффициенты внутреннего потенциала однородного (A'_1, A'_2, A'_3) и неоднородного (третий, четвертый и пятый столбцы) трехосного эллипсоидального бара 2. Также приводятся коэффициенты D_2 и D_4 , используемые в уравнении нелинейных колебаний (53)

$a'_1 = 3, a'_2 = 2, a'_3 = 1;$ $a_1 = 1, a_2 = 2/3,$ $a_3 = 1/3.$	$A'_1 = 0.3126014,$ $A'_2 = 0.5343081,$ $A'_3 = 1.1530905,$	$A'_{11} = 0.0242733$ $A'_{12} = 0.0443413$ $A'_{13} = 0.1050611$ $A'_{23} = 0.2062608$ $A'_{22} = 0.0831326$ $A'_{33} = 0.562893$	$S_4 = 0.0433138$ $C_4 = 0.0205228$ $CS = 0.063908$ $S_2 = -1.338454$ $C_2 = -1.093898$	$D_2 = 0.2216933$ $D_4 = 0.0000717$
--	---	---	---	--

$$CS = \frac{6}{7} A'_1 a_1^4 + \frac{6}{7} A'_2 a_2^4 + \frac{1}{7} (6A'_{11} - 8A'_{12} + 6A'_{22}) a_1^2 a_2^2;$$

$$S_2 = -2A'_1 a_2^2 + \frac{2}{7} A'_{13} a_2^2 a_3^2 + \frac{2}{7} A'_{23} a_2^2 a_3^2 - 2A'_2 a_1^2; \quad (43)$$

$$C_2 = -2A'_2 a_2^2 + \frac{2}{7} A'_{13} a_1^2 a_3^2 + \frac{2}{7} A'_{23} a_2^2 a_3^2 - 2A'_1 a_1^2;$$

$$R = 5I - 2A'_3 a_3^2 + \frac{3}{7} A'_{33} a_3^4.$$

При $\theta = 0$ (см. также раздел 2), когда наибольшие оси баров Ox_1 совпадают, взаимная энергия (42) принимает свое минимальное (максимальное по модулю) значение:

$$W_{\text{mut}}^0(\theta = 0) = -\frac{1}{10} \pi G \rho_0 M_b [C_4 + C_2 + R]. \quad (44)$$

Составляя по аналогии с разделом 2 разность

$$\tilde{W}_{\text{mut}}(\theta) = W_{\text{mut}}(\theta) - W_{\text{mut}}^0, \quad (45)$$

после преобразований находим

$$\tilde{W}_{\text{mut}}(\theta) = \frac{1}{10} \pi G \rho_0 M_b \{D_4 \sin^4 \theta + D_2 \sin^2 \theta\}, \quad (46)$$

где

$$D_2 = 2C_4 - CS + C_2 - S_2 \geq 0; \quad (47)$$

$$D_4 = CS - S_4 - C_4 \geq 0.$$

Замечание 4. Проверка выражения (46) подтверждает: в случае *круговой симметрии* внутреннего бара $a_1 = a_2$ действительно выполняются равенства

$$D_4 = D_2 = 0, \quad (48)$$

и тогда взаимные либрации баров исчезают. Но и в случае *трехосного* бара 1 $a_1 \neq a_2$, помещенного в бар 2 с *круговой симметрией*, когда

$$A_1 = A_2; \quad A_{11} = A_{22} = A_{12}; \quad A_{13} = A_{23}, \quad (49)$$

либраций также не будет.

5.3. Лагранжиан и уравнение либраций

Момент сил, действующих со стороны внешнего бара на внутренний бар, согласно формуле (13), будет теперь равен:

$$M = \frac{1}{10} \pi G \rho_0 M_b (D_2 + 2D_4 \sin^2 \theta) \sin 2\theta. \quad (50)$$

Кинетическая энергия колебательного движения системы баров (сравните с разделом 3) также изменится и будет теперь равна

$$K = \frac{1}{2} I_3^{(1)} \dot{\theta}_1^2 + \frac{1}{2} I_3^{(2)} \dot{\theta}_2^2 = \frac{1}{2} \dot{\theta}^2 \frac{I_3^{(1)} \cdot I_3^{(2)}}{I_3^{(1)} + I_3^{(2)}}, \quad (51)$$

$$I_3^{(1)} = \frac{1}{5} M_1 (a_1^2 + a_2^2), \quad I_3^{(2)} = \frac{1}{7} M_2 (a_1^2 + a_2^2).$$

Составим лагранжиан для системы $L(\theta)$:

$$L(\theta) = K - \tilde{W}_{\text{mut}} = \frac{1}{2} \frac{I_3^{(1)} \cdot I_3^{(2)}}{I_3^{(1)} + I_3^{(2)}} \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 - \frac{1}{10} \pi G \rho_0 M_1 [D_4 \sin^4 \theta + D_2 \sin^2 \theta]. \quad (52)$$

С учетом лагранжиана (52), второе уравнение движения Лагранжа (22) дает дифференциальное уравнение колебаний для угла $\theta(t)$:

$$\ddot{\theta} + \frac{\pi G \rho_0}{2(a_1^2 + a_2^2)} \left[1 + \frac{I_3^{(1)}}{I_3^{(2)}}\right] \times \times (D_2 + 2D_4 \sin^2 \theta) \sin 2\theta = 0. \quad (53)$$

Новое уравнение нелинейных колебаний (53) отличается от полученного ранее уравнения для системы однородных баров (23).

Численные расчеты мы проведем для приемлемых относительных значений полуосей бара 2 и бара 1

$$a'_1 = 3, \quad a'_2 = 2, \quad a'_3 = 1; \quad (54)$$

$$a_1 = 1, \quad a_2 = 2/3, \quad a_3 = 1/3.$$

Соответствующие коэффициенты A'_i, A'_{ij}, D_2, D_4 и другие приведены в табл. 1. Коэффициенты потенциала с двойными индексами из (37) были найдены численно.

Выясняется, что $\frac{2D_4}{D_2} \sim 10^{-3}$; поэтому, ввиду малости коэффициента D_4 , членом $2D_4 \sin^2 \theta$ в правой части (53) можно пренебречь, и тогда с хорошим приближением уравнение нелинейных колебаний представим в виде

$$\ddot{\theta} + \frac{\pi G \rho_0 D_2}{2(a_1^2 + a_2^2)} \left[1 + \frac{I_3^{(1)}}{I_3^{(2)}} \right] \sin 2\theta = 0. \quad (55)$$

В линейном приближении по θ уравнение (55) примет вид

$$\ddot{\theta} + \frac{\pi G \rho_0}{a_1^2 + a_2^2} D_2 \left[1 + \frac{I_3^{(1)}}{I_3^{(2)}} \right] \theta = 0. \quad (56)$$

Период малых либраций, согласно уравнению (56), равен

$$T_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\pi G \rho_0}{a_1^2 + a_2^2} \left[1 + \frac{I_3^{(1)}}{I_3^{(2)}} \right] D_2}}. \quad (57)$$

Учитывая поправку за неоднородность (37), вместо прежней оценки $\frac{I_3^{(1)}}{I_3^{(2)}} = \frac{1}{3}$ теперь имеем

$$\frac{I_3^{(1)}}{I_3^{(2)}} \approx \frac{7}{15}. \quad (58)$$

Тогда по формуле (57) получим период малых либраций

$$T_0 \approx 1.2 \times 10^8 \text{ лет}. \quad (59)$$

Заметим, найденный период малых либраций оказывается в 2.7 раза длиннее, чем период либраций однородных баров.

Период нелинейных либраций бара 1 в неоднородном баре 2 рассчитывается по найденной выше формуле (33), в которой T_0 из (57), см. рис. 4.

6. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе разработан новый аналитический метод для изучения взаимных поворотных колебаний (либраций) гравитирующих звездных эллипсоидов, образующих двойные бары в дисковых галактиках. Модель двойного бара представлена суперпозицией двух концентрических несоосных эллипсоидов, вложенных друг в друга и имеющих разные размеры и массы. Отметим, что движение звезд в эллипсоидальных компонентах двойного бара является (в звездно-динамическом смысле) бесследнопроницаемым, вследствие чего бары не вытесняют материя друг друга и представляют собой взаимопроникающую суперпозицию компонентов. Такие модели с суперпозицией потенциалов нескольких компонентов

(гало-бар-диск) часто используются в динамике звездных систем, см., например, [5, 15].

Мы рассмотрели два случая: модель с однородными эллипсоидами и технически более сложную модель с неоднородным внешним баром 2. Для каждой модели получены выражения взаимной гравитационной энергии эллипсоидальных компонентов и рассчитан момент сил между ними. Алгоритм вычисления момента сил в данном методе очень простой — для этого достаточно найти производную от взаимной энергии по углу либрации. Это заметно упрощает вывод дифференциальных уравнений нелинейных либраций баров относительно их “срединной” плоскости.

Так как колебания в общем случае нелинейные, то при изучении динамики двойных баров важным является вопрос правильной оценки из наблюдений взаимной ориентации составляющих его трехосных компонентов.

Изучение глобальных либраций в двойных барах актуально в связи с тем, что несмотря на заметный прогресс в изучении образования и эволюции плоских галактик, исследователи до сих пор не пришли к согласию в вопросе о доминирующем механизме образования баров, в том числе и двойных (о механизмах образования бар-мод см., например, [16]). Так как бар-мода является самой крупномасштабной, изучение динамики и эволюции галактик удобно начинать с изучения именно баров.

В данной работе найдены решения уравнений либрации компонентов двойного бара, причем как для нелинейного случая, так и в приближении гармонических колебаний. Были вычислены частоты и периоды либраций компонентов двойного бара. Установлено, что периоды либраций компонентов в двойном баре составляют десятки миллионов земных лет. С учетом неоднородности в распределении плотности у компонентов бара, периоды таких либраций могут, по-видимому, быть близкими к периодам движения звезд в окрестностях двойного бара. Весьма желательны поэтому прямая наблюдательная проверка данных эффектов и проведение дальнейших исследований с уточнением структуры компонентов в двойных барах.

Выше отмечалось, что кроме вращательных либраций существуют и другие механизмы взаимодействия бара с внешними подсистемами в галактиках. Так, эффект замедления вращения бара возможен как за счет передачи углового момента звездам [2], так и за счет влияния динамического трения между баром и гало [17]. Существует и так называемый “buckling” — эффект изменения формы бара [18], приводящий к округлению его формы и к дополнительному разогреву звездного диска. Предложенный в нашей работе метод расчета момента сил на бар указывает на существова-

ние еще одного механизма, влияющего на вращение (торможение или ускорение) бара через гравитационное влияние на него внешнего гало.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. A. Sellwood and A. Wilkinson*, Reports on Progress in Physics, **56**, 173 (1993).
2. *E. Athanassoula*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **341**, 117903 (2003).
3. *T. Kim, E. Athanassoula, K. Sheth, et al.*, Astrophys. J. **922**, 196 (2021).
4. *P. Erwin*, Astron. and Astrophys. **415**, 941 (2004).
5. *M. C. Sormani, O. Gerhard, M. Portail, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **514**, L1 (2022).
6. *K. Saha and W. Maciejewski*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **433**, L44 (2013).
7. *H. Wozniak*, Astron. and Astrophys. **575**, A7 (2015).
8. *A. de Lorenzo-Caceres, J. Mendez-Abreu, B. Thorne, and L. Costantin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **484**, 665 (2019).
9. *B. P. Kondratyev and E. N. Kireeva*, Baltic Astronomy **25**, 247 (2016).
10. *Б. П. Кондратьев*, Динамика эллипсоидальных гравитирующих фигур (М.: Наука, 1989).
11. *Б. П. Кондратьев*, Теория потенциала. Новые методы и задачи с решениями (М.: Мир, 2007).
12. *S. Chandrasekhar*, Ellipsoidal Figures of Equilibrium (Yale University Press, New Haven, 1969).
13. *B. P. Kondratyev*, Solar System Research **46**, 352 (2014).
14. *B. P. Kondratyev*, Soviet Astron. **26**, 279 (1982).
15. *A. T. Bajkova and V. V. Bobylev*, Astron. Rep., **65**, 737 (2021).
16. *E. V. Polyachenko*, Astron. Lett., **39**, 72 (2013).
17. *J. A. Sellwood*, Astrophys. J., **637**, 567 (2006).
18. *R. Chiba and R. Schönrich*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc., **505**, 2412 (2021).

ЭВОЛЮЦИЯ МАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОН В ОБЛАСТИ АКТИВНОГО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ W75 N. II. ИССЛЕДОВАНИЯ В ЛИНИЯХ 1667 И 1720 МГц

© 2022 г. Н. Т. Ашимбаева¹, Е. Е. Лехт¹*, М. И. Пашенко¹,
В. В. Краснов², 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 Пушчинская радиоастрономическая обсерватория,
Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Пушино, Россия

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

Поступила в редакцию 14.05.2022 г.

После доработки 11.07.2022 г.

Принята к публикации 18.07.2022 г.

Представлены результаты мониторинга мазерного источника ОН W75 N в главной 1667 МГц и сателлитной 1720 МГц линиях, выполненного в 2007–2020 гг. на радиотелескопе в Нансэ (Франция). Период 2007–2009 гг. характерен высокой активностью мазера в целом во всех линиях, кроме 1612 МГц, где излучение имеет тепловой характер. В процессе выполнения мониторинга обнаружены сильные временные вариации плотности потока и параметров поляризации для большинства спектральных деталей. Обнаружено, что степень круговой поляризации (m_c), а также степень (m_l) и поляризационный угол (χ) линейной поляризации меняются со временем по определенным закономерностям, либо меняются очень мало. Имеется корреляция переменности этих параметров с переменностью плотности потока. При этом лучевые скорости деталей меняются очень слабо. Проведено отождествление спектральных деталей в обеих линиях (1667 и 1720 МГц) с мазерными пятнами на VLBA картах, полученных в апреле 2008 г. С мазерными пятнами, проецируемыми на VLA 1 (молекулярный поток), мы отождествили семь спектральных деталей в линии 1667 МГц и одиннадцать в линии 1720 МГц. Они расположены в разных частях большой дуги и хорошо иллюстрируют тот факт, что ориентация вектора магнитного поля более или менее монотонно меняется вдоль дуги. С мазерными пятнами, проецируемыми на VLA 2 (кеплеровский диск), отождествлено семь спектральных деталей в линии 1667 МГц. Они образуют малую дугу, которая направлена от VLA 2. Векторы магнитного поля, связанные с мазерными пятнами, ориентированы перпендикулярно к этой дуге. После вспышек излучения на 0.38 и 1.2 км/с векторы магнитного поля этих деталей стали ориентированы вдоль дуги. Для трех зеемановских пар в линии 1667 МГц (VLA 2) определена величина продольного магнитного поля. Во всех случаях поле направлено к наблюдателю. У двух деталей (–4.9 и 1.2 км/с) обнаружено монотонное изменение позиционного угла на величину 140° и 110°, при этом скорость поворота плоскости поляризации составляет 5°/мес и 7°/мес соответственно. Обнаружено, что во время кратковременной вспышки детали 5.3 км/с в VLA 1 изменялись все параметры поляризации, а после вспышки все они восстановились.

Ключевые слова: звездообразование, мазеры ОН, молекулярные облака и биполярные потоки, магнитные поля, поляризация, индивидуальные объекты (W75 N)

DOI: 10.31857/S000462992209002X

1. ВВЕДЕНИЕ

Галактический источник W75 N (G81.871+0.781) является областью активного звездообразования. Согласно последним исследованиям он находится на расстоянии 1.3 кпс от Солнца [1]. W75 N включает в себя сверхкомпактные области

III VLA 1, VLA 2 и VLA 3 [2] вокруг массивных молодых звезд и мазерные источники гидроксид (ОН), воды (H₂O) и метанола (CH₃OH). Мазеры ОН и H₂O являются высоко переменными. Наблюдается сильное ИК-излучение [3]. Считается, что три источника континуума VLA находятся на разных стадиях эволюции.

Источник VLA 1 отождествляется с радиоджетом (молекулярным потоком) [2]. Он сильно вытянут в направлении с северо-востока на юго-запад на 2000 а. е. В нем имеются плотные сгустки вещества. Источник VLA 2 пространственно не разрешен ($\leq 0.08''$). Он ассоциируется с протопланетным диском. Масса его центральной звезды составляет $\approx 10 M_{\odot}$, а радиус системы около 160 а.е. Наблюдается расширяющаяся околозвездная оболочка со сложной иерархической структурой (см., напр., [4, 5]).

Мазеры ОН в W75 N сосредоточены, в основном, в двух центрах активности, которые располагаются вблизи VLA 1 и VLA 2. На картах ОН, полученных с высоким угловым разрешением, мазерные конденсации образуют вытянутую дугу, охватывающую источник континуума VLA 1. В качестве модели принимается тонкий вращающийся околозвездный диск, в котором сосредоточены мазерные конденсации. Следует отметить, что мазеры на 1720 МГц проецируются только на одну область, VLA 1. Согласно Фишу и др. [6] они связаны не с тонким диском, а с молекулярным потоком.

Для ОН-мазеров обнаружено собственное движение благодаря их высокой интенсивности и компактности и использованию интерферометрических данных со сверхдлинной базой (РСДБ) в нескольких эпохах измерений (см., напр., [7]). В большинстве источников эти исследования обнаруживают крупномасштабные упорядоченные движения ОН-мазеров. Более подробная и полная информация о структуре области W75 N была изложена в работе [8].

На ранней стадии формирования звезд, какими они являются в W75 N, а также на всех стадиях их эволюции важную роль играет магнитное поле. Определение величины и направления магнитного поля позволяет нам лучше понять роль магнитного поля в формировании околозвездных дисков. Согласно теории поляризации мазера линейно поляризованные компоненты излучения будут преимущественно видны в направлениях, ортогональных магнитному полю [9], а с круговой поляризацией – вдоль магнитного поля. Модели магнитного поля в W75 N на основании данных интерферометрии по наблюдениям отдельных мазерных конденсаций ОН рассмотрены в ряде работ (см., напр., [6, 10]). Предполагается, что в области VLA 1 линии магнитного поля закручены вращающимся диском.

Наблюдения показали преобладание круговой поляризации и дефицит линейной поляризации, что является давней проблемой в поляризационной теории мазеров. Для объяснения этого явления Голдрайх и др. [11] предложили модель, согласно которой в области мазерного излучения вращение Фарадея может уничтожить линейную

поляризацию и оставлять только круговую поляризацию. Наблюдаемая поляризационная структура ОН мазеров может быть размазанной также из-за недостаточного спектрального и углового разрешения, когда несколько соседних деталей смешиваются. На одиночной антенне это происходит из-за недостаточности углового разрешения и в ряде случаев ввиду невысокой активности мазерных пятен, когда крылья более сильных спектральных компонентов подавляют слабые компоненты.

В настоящей работе мы представляем результаты многолетнего мониторинга источника мазерного излучения ОН W75 N в главной 1667 и спутниковой 1720 МГц линиях с целью исследования эволюции параметров Стокса большинства спектральных деталей. Также представляет интерес исследование эволюции крупномасштабного магнитного поля и ее причины. Некоторые результаты наших исследований круговой поляризации были изложены ранее в работе [12], а исследования переменной поляризационных параметров излучения в главной линии 1665 МГц изложены нами в работе [8].

2. АППАРАТУРА И НАБЛЮДЕНИЯ

Мы осуществляем мониторинг мазерного источника W75 N в линиях гидроксила на длине волны 18 см на радиотелескопе в Нансэ (Франция). Наблюдения в главных линиях 1665 и 1667 МГц проводятся с 2007 г., а в спутниковой линии 1720 МГц с 2012 г. Излучение в линии 1612 МГц в эпоху 21.05.2010 оказалось неполяризованным, широкополосным. Есть все основания считать его тепловым, поэтому в дальнейшем наблюдения в этой спутниковой линии нами не проводились.

Чувствительность телескопа составляет 1.4 К/Ян. Шумовая температура системы находилась в пределах 35–60 К в зависимости от условий наблюдения. При склонении источника с $\delta = 0^\circ$ диаграмма направленности телескопа на данной волне равна $3.5' \times 19'$ по прямому восхождению и склонению соответственно.

Спектральный анализ проводился автокорреляционным спектроанализатором из 8192 каналов, которые были разделены на восемь батарей по 1024 канала в каждой из них. Во всех наблюдениях проводилась регистрация плотности потока одновременно в двух круговых поляризациях (RC и LC) и в четырех ориентациях линейной поляризации ($L0/L90$ и $L45/L135$). При этом осуществлялся поворот облучателя на 45° . Таким образом осуществлялась регистрация шести мод поляризации. Это позволило нам вычислить все параметры Стокса (I , Q , U и V) согласно соотношениям:

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

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

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

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

Разделение автокоррелятора на 8 батарей приводит к тому, что получаемые данные обладают избыточностью. Более подробное описание методики наших наблюдений на радиотелескопе в Нансэ изложено, например, в работах [8, 12].

В 2007–2009 гг. наблюдения проводились с разрешением по лучевой скорости 0.137 км/с. В наблюдениях 2010–2020 гг. разрешение было вдвое выше, т.е. 0.068 км/с. На рис. 1 приведены результаты наблюдений в линиях ОН 1667 и 1720 МГц в две избранные эпохи в круговых и линейной поляризациях (спектры) и параметр Стокса V . Спектры приведены для четырех ориентаций линейной поляризации. Все спектры нанесены линиями одной толщины, поскольку основная цель этих рисунков – показать, как сильно меняется сигнал в зависимости от позиционного угла для каждой спектральной детали, т.е. показать существование высокой степени линейной поляризации.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

3.1. Общие свойства мазеров ОН в линиях 1667 и 1720 МГц

Прежде всего отметим, что в W75 N спектры в линиях ОН 1667 и 1720 МГц имеют меньше деталей, чем в линии 1665 МГц. Также имеются различия между спектрами в линиях 1667 и 1720 МГц. Главное различие состоит в протяженности спектров и в числе деталей в спектре. В линии 1667 МГц основное (наиболее интенсивное) излучение приходило в интервале лучевых скоростей от –6 до 16 км/с. Однако временами наблюдались две слабые детали с лучевыми скоростями, достигающими 23 км/с. В линии 1720 МГц спектр уже, от 6 до 11 км/с.

Согласно Хантеру и др. [13], наблюдения излучения CS показывают, что лучевые скорости вещества на юго-восточной стороне источника VLA 1 составляют около 10 км/с. Скорости мазеров H_2O (10–16 км/с) на этой стороне источника отличаются незначительно. Это указывает на то, что мазеры H_2O находятся вблизи границы раздела радиоджета с окружающей средой. Согласно Стрельницкому и др. [14], накачка мазеров происходит при турбулентных каскадных переходах энергии от крупномасштабного потока вещества до масштаба отдельных водяных мазеров.

Как мы уже отмечали, в наших наблюдениях диапазон скоростей мазеров на частоте 1720 МГц составляет от 6 до 11 км/с, что перекрывает как диапазон скоростей водяных мазеров, так и ско-

рость окружающей среды. Таким образом, наблюдаемые свойства ОН мазеров подтверждают правдоподобность описанной выше модели.

В обеих линиях (1667 и 1720 МГц) наблюдается сильная переменность плотности потока большинства деталей. Имеются вспышки отдельных деталей. Особенно сильные вспышки (до 250 Ян) наблюдались в 2016–2017 гг. на 9.44 км/с и с конца 2019 г. на 9.04 км/с в линии 1720 МГц. Согласно Фиш и др. [6] сильное излучение (300 Ян) также наблюдалось в линии 1720 МГц в апреле 2008 г. на 8.47 км/с.

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

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

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

где I , U и Q – параметры Стокса (см. раздел 2).

Степень круговой поляризации вычислялась по формуле:

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

И, наконец, по формуле:

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} = \sqrt{m_C^2 + m_L^2}, \quad (8)$$

вычислялась степень полной поляризации.

На рис. 2(а) показан спектр нашего мониторинга в линии 1667 МГц на эпоху 17 апреля 2008 г., самую близкую к РСДБ-наблюдениям. На панели (б) приведен спектр в линии 1720 МГц, полученный в марте 2012 г., когда мы начали наблюдения W75N в этой линии. Для удобства анализа все выделенные в спектрах детали пронумерованы.

На рис. 3 приведены наложения на графиках степени круговой m_C (а), линейной m_L (б) поляризации и позиционного угла χ (в) для разных эпох наблюдений с 2010 по 2020 г. в главной линии 1667 МГц. На нижней панели справа для наглядности показаны направления плоскости линейной поляризации. На среднем графике (б) отрезками вертикальных линий выделены основные спектральные детали. Было выделено 18 спектральных деталей. Аналогично построен рисунок для результатов наблюдений в спутниковой линии 1720 МГц (см. рис. 4).

Однако также имеются существенные отличия параметров поляризации излучения на 1720 МГц от параметров на частоте 1667 МГц.

1. Для деталей $V_{LSR} < 8$ км/с преобладает излучение в левой круговой поляризации, а для дета-

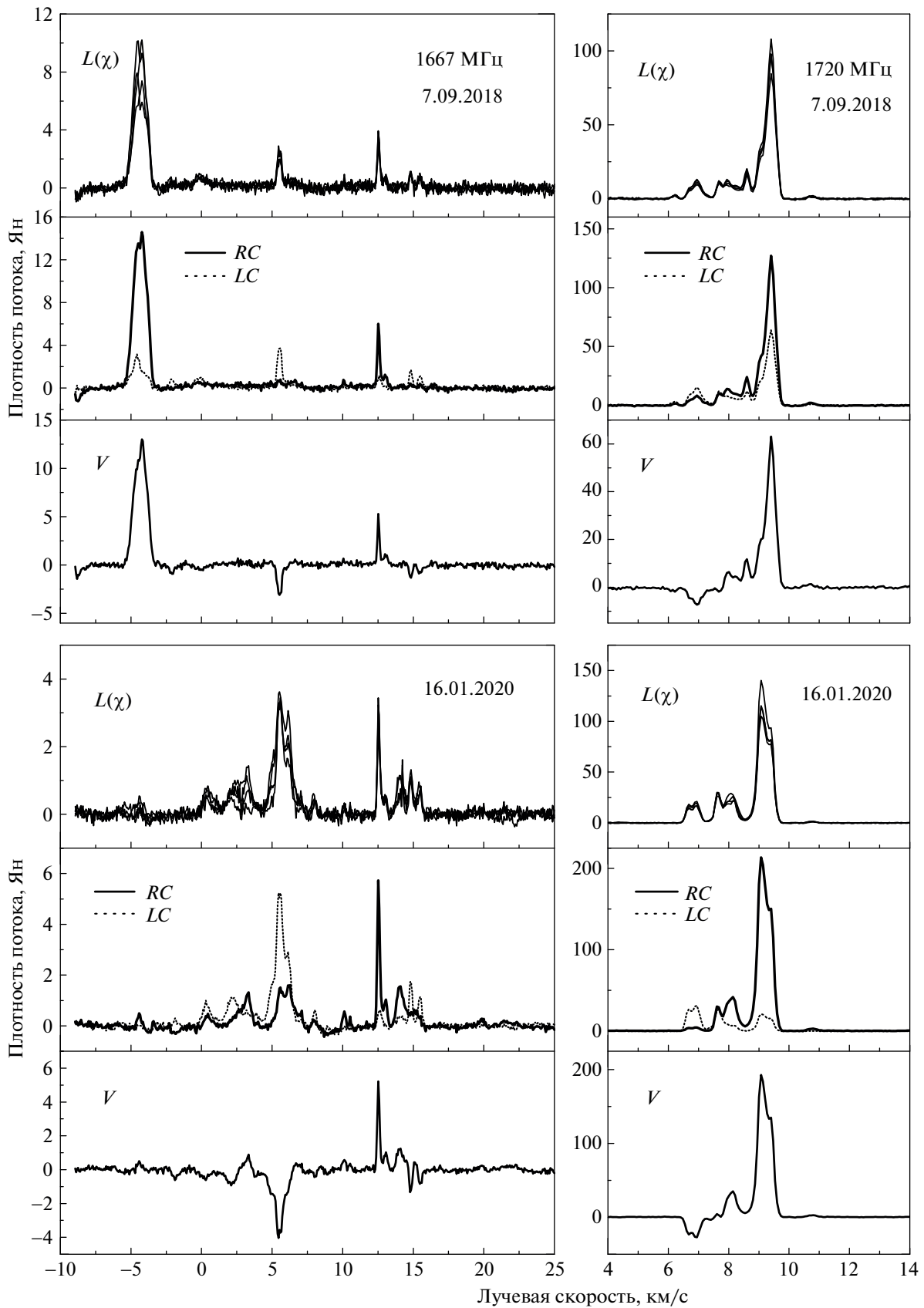


Рис. 1. Спектры мазерного излучения ОН в линейной и круговых поляризациях и параметр Стокса V в линиях 1667 и 1720 МГц в W75 N в эпохи 7.09.2018 и 16.01.2020. Спектры $L(\chi)$ нанесены для четырех положений плоскости поляризации антенны: 0° , 45° , 90° и 135° .

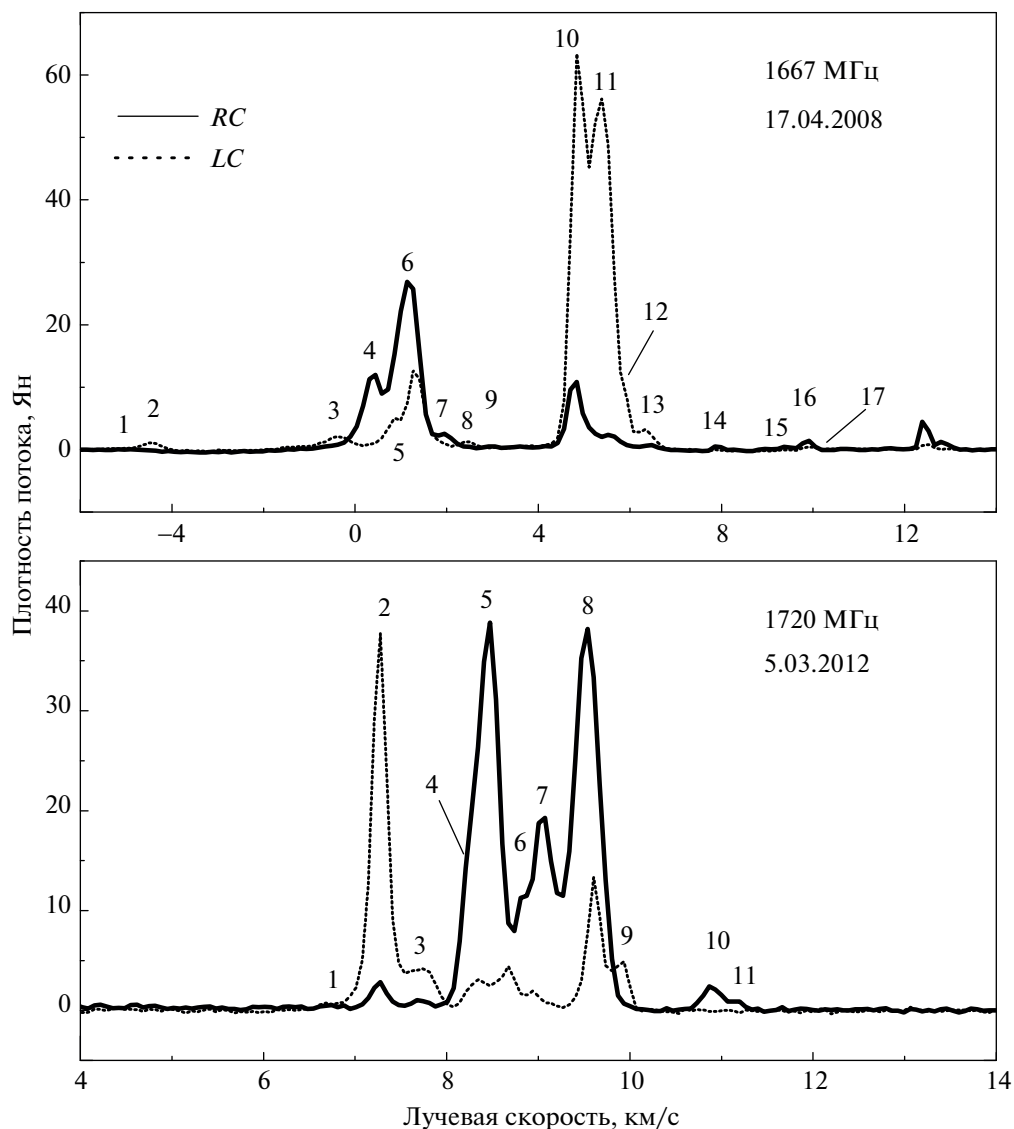


Рис. 2. Спектры нашего мониторинга в направлении W75 N: (а) – в линии 1667 МГц на эпоху 17 апреля 2008 г., самую близкую к VLBA-наблюдениям; (б) – в линии 1720 МГц, полученный в марте 2012 г. Детали спектров пронумерованы.

лей с $V_{\text{LSR}} > 8$ км/с – в правой, исключая деталь на 9.93 км/с.

2. То же самое наблюдается для позиционного угла линейной поляризации. Разница значений между χ первой и второй групп деталей составляет в среднем около 90° . Также за исключением детали на 9.93 км/с.

3. Наблюдается более низкая степень линейной поляризации по отношению к круговой.

3.2. Переменность поляризационных характеристик излучения в линии 1667 МГц

Переменность плотности потока (параметра Стокса I) отдельных деталей в главной линии 1667 МГц показана на рис. 5. Для удобства анали-

за и восприятия переменности спектр разделен на четыре части по лучевой скорости (а–г). Для деталей -0.34 и 1.2 км/с значения I для эпохи июль 2007 г. были вычислены на основании данных работы Слыша и др. [15]. Для каждой детали указана ее лучевая скорость. В течение мониторинга лучевые скорости большинства деталей изменялись в небольших интервалах, поэтому для удобства анализа на рисунках и в тексте мы приводим их средние значения. Вспышки происходили в 2007–2010 гг. и в 2016–2019 гг. В первом временном интервале вспышки коснулись большого числа деталей, а во втором всего лишь двух.

На рис. 6 отражена переменность степени круговой поляризации (m_C) всех 18 деталей. Чтобы иметь возможность проследить за эволюцией

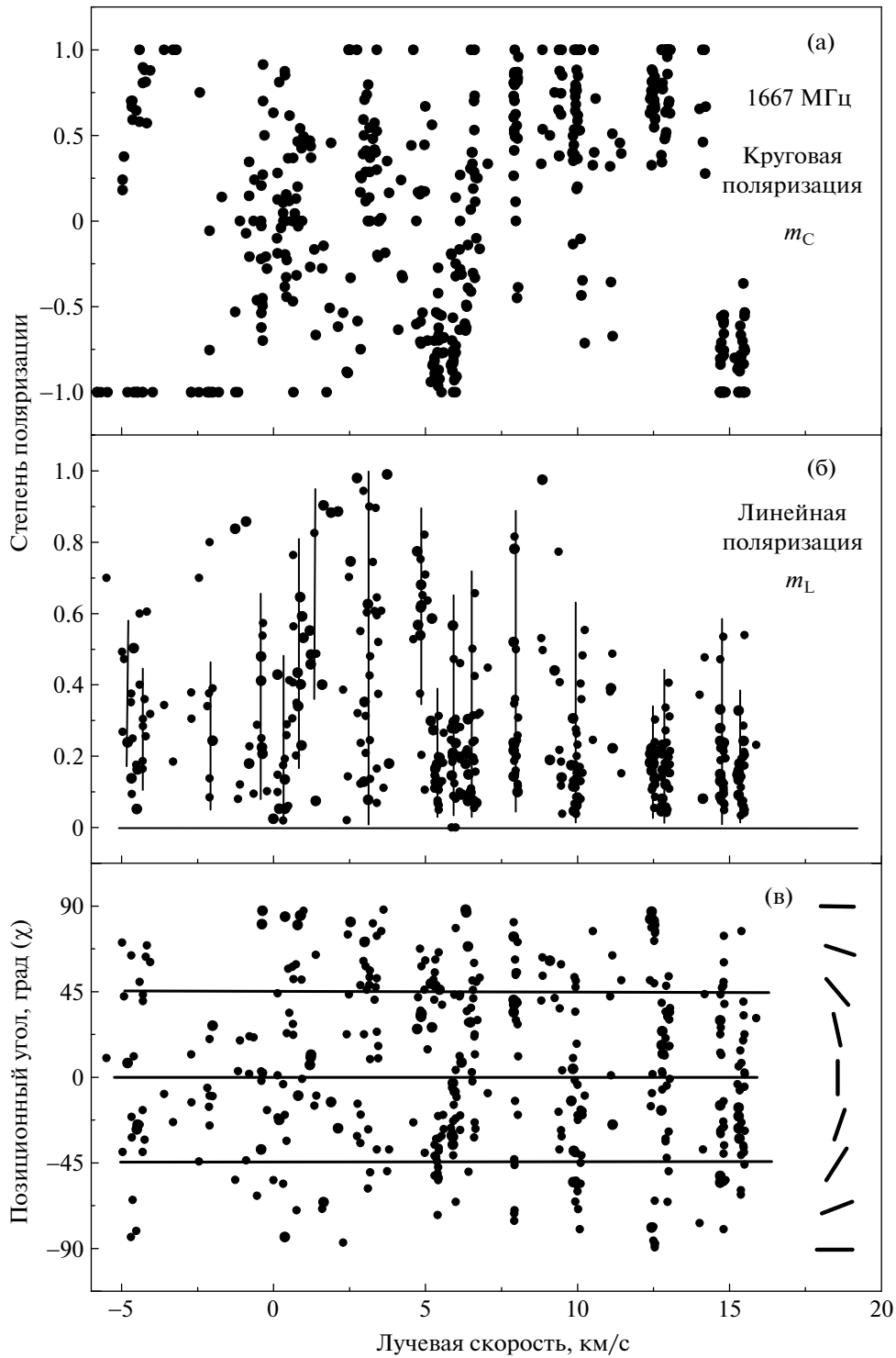


Рис. 3. Наложение степени круговой (а) и линейной (б) поляризации и позиционного угла для всех эпох наблюдений в нашем мониторинге в линии 1667 МГц. Отрезками вертикальных линий на панели (б) выделены основные эмиссионные детали. На панели (в) справа для наглядности показаны направления плоскости линейной поляризации.

каждой детали, рисунок представлен в виде пяти панелей. Разделение деталей проведено по тому же принципу, что и на рис. 5, т.е. по участкам спектра. Для каждой детали указана лучевая ско-

рость. На панели (в) символ “ВСП” означает, что для детали 5.3 км/с в этот период времени произошла вспышка излучения. Сильное отклонение значения степени круговой поляризации для

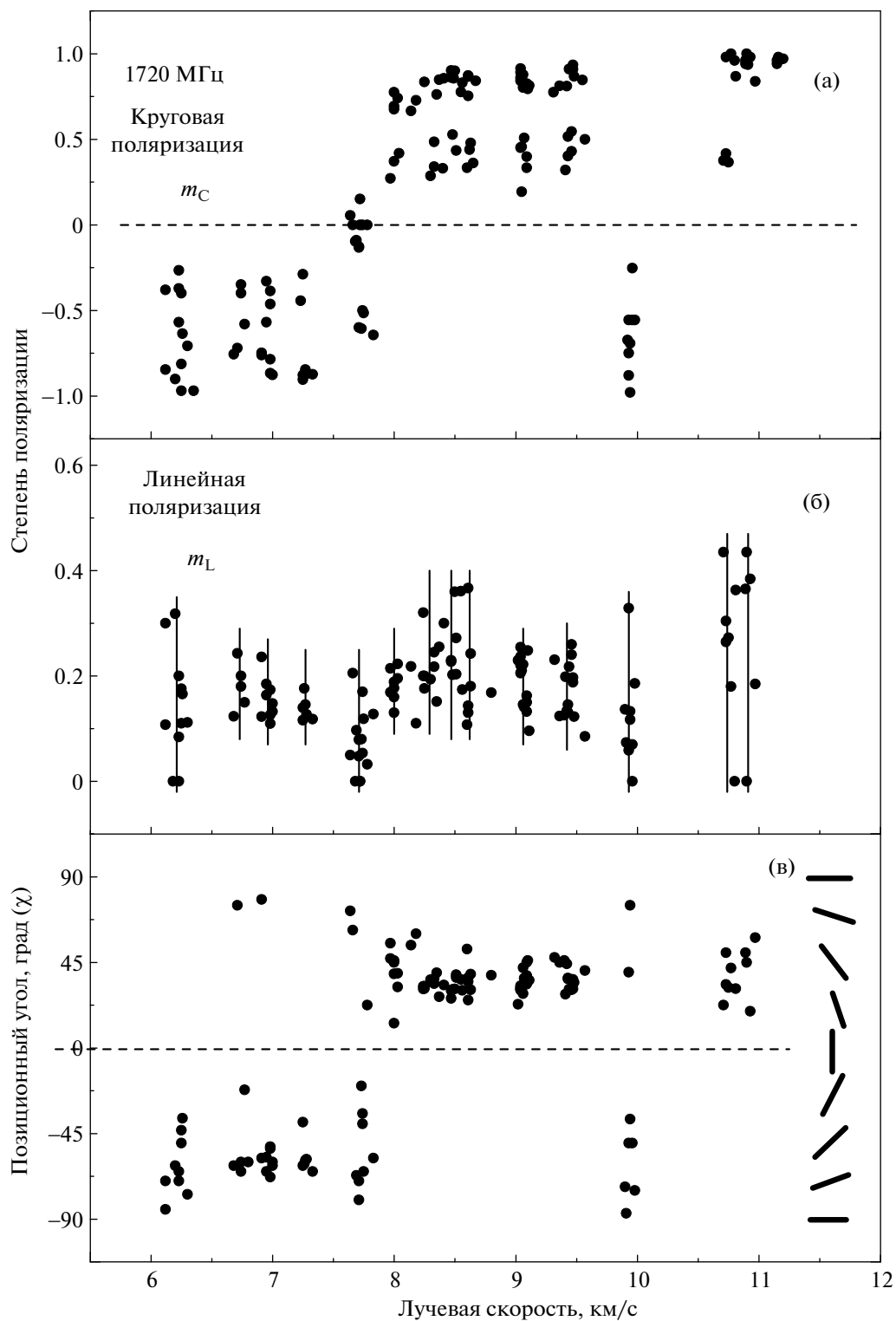


Рис. 4. То же, что на рис. 3 для линии 1720 МГц.

данной детали не является ошибкой измерения, а связано именно со вспышкой, также имеются детали как с низкой, так и с высокой степенью круговой поляризации, достигающей почти 100%.

Причем наблюдается 100% как левая, так и правая круговые поляризации. Также обратим внимание на бóльший разброс значений m_C , чем для деталей в линии 1665 МГц [7]. Разброс m_C относи-

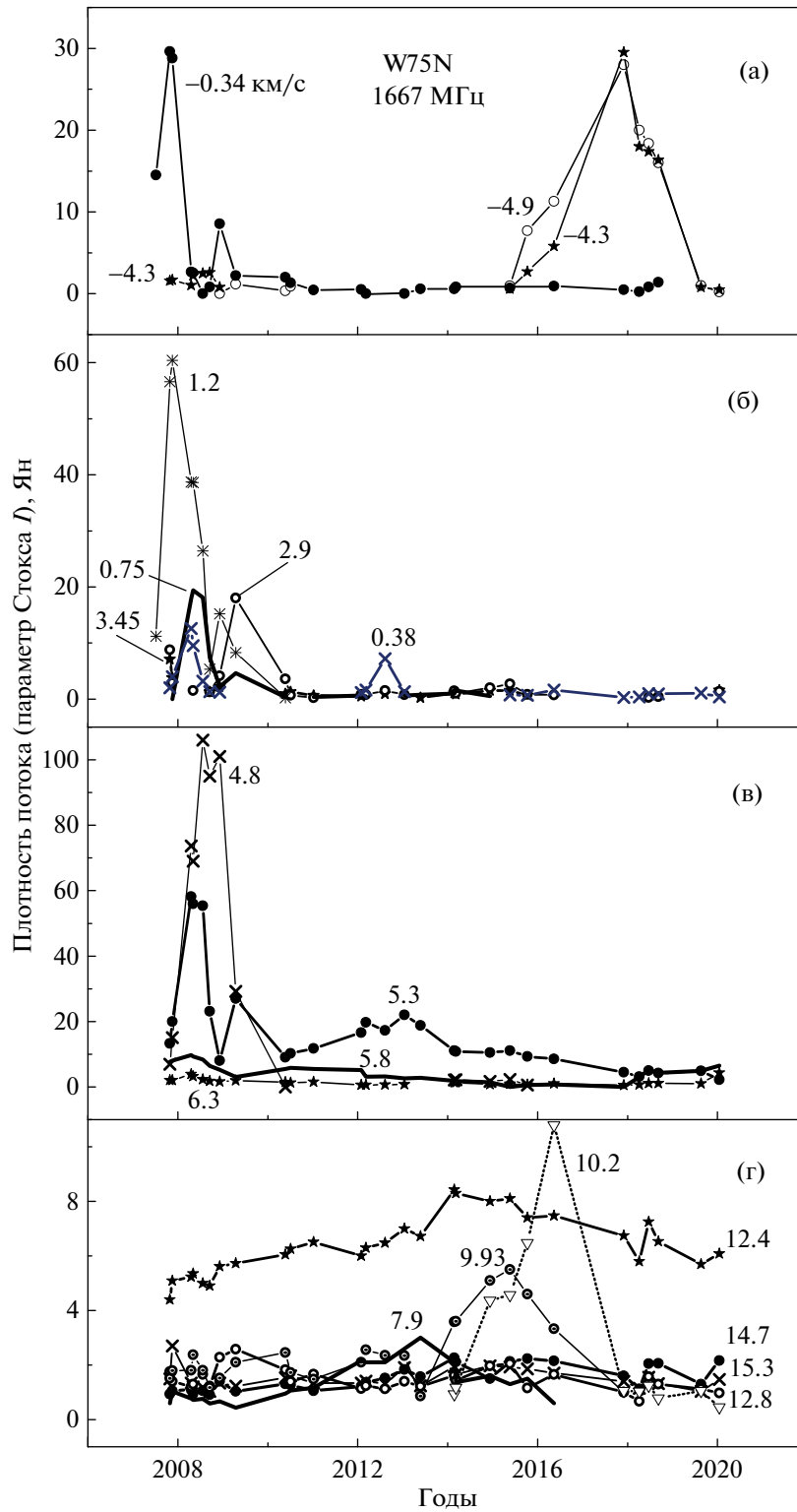


Рис. 5. Переменность плотности потока отдельных спектральных деталей (параметр Стокса I) в линии 1667 МГц. Указаны величины лучевой скорости. Для деталей -0.34 и 1.2 км/с значения I для эпохи июль 2007 г. вычислены на основе данных работы Слыша и др. [15].

тельно нулевого уровня означает, что переменность потоков компонентов круговой поляризации не является коррелированной.

На рис. 7 показана переменность степени линейной поляризации m_L в линии 1667 МГц. Принцип размещения деталей на панелях рисунка и обозначения те же самые, что и на рис. 6. Видно, что характер переменности деталей различный. Чем выше лучевая скорость, тем меньше степень линейной поляризации. Для детали 5.3 км/с во время вспышки в 2009 г. также наблюдается скачок m_L на 0.5.

И, наконец, рассмотрим переменность позиционного угла линейной поляризации χ (см. рис. 8). Принцип построения рисунка аналогичный. Обозначения те же самые. Наблюдаются значительные вариации χ . Например, для детали 5.3 км/с во время вспышки χ изменялся на 90° , а затем вернулся к первоначальному значению. Переменность χ других деталей не является хаотической, а показывает большое разнообразие характера переменности: от дрейфа с разным темпом (с наложением некоторых флуктуаций на средний уровень) до вариаций более сложного характера (например, подобных детали 5.3 км/с).

3.3. Переменность поляризационных характеристик излучения в линии 1720 МГц

Аналогичные исследования переменности поляризационных характеристик проведены для мазерного излучения W75 N в линии 1720 МГц. Переменность плотности потока (параметр Стокса I) отдельных деталей, степени круговой поляризации, степени линейной поляризации и позиционного угла представлены на рис. 9–12.

Плотность потока и все параметры поляризации всех эмиссионных деталей претерпевают временные изменения. Имеется разнообразие характера переменности. Наблюдается деталь со степенным спадом (7.27 км/с) и ростом (8.0 и 9.06 км/с) потока, линейным ростом (6.94 км/с), а также с более сложным видом переменности плотности потока.

Для большинства деталей наблюдаются значительные колебания значений степени круговой поляризации (см. рис. 10). Особенно это видно на примере деталей на скоростях 8.47, 9.06 и 9.44 км/с. Вид переменности m_C этих деталей подобен. Мы вписали полином второй степени (I), который характеризует долговременную переменность m_C . Примерное значение периода можно оценить около трех лет. Аналогичные вариации наблюдаются для системы двух деталей: 7.33 и 6.94 км/с. Разница состоит в том, что в первом случае преобладает правая круговая поляризация, а во втором левая. Также имеет место долговременная

переменность деталей 8.29 и 6.22 км/с, которая отражена прямыми линиями.

Похожая картина переменности наблюдается и для параметров линейной поляризации. Мы также аппроксимировали переменность степени линейной поляризации некоторых деталей полиномами первой и второй степени (см. рис. 11). Позиционный угол в линии 1720 МГц имеет иной характер вариаций, чем в линии 1667 МГц (см. рис. 12). Из девяти деталей только для двух (7.71 и 9.93 км/с) мы наблюдали существенный дрейф χ . На скорости 7.71 км/с рост плотности потока сопровождался существенным изменением величины χ , на $60-70^\circ$. Более значительные изменения позиционного угла происходили для детали 9.93 км/с. Дрейф происходил более или менее равномерно с -90° до $+45^\circ$. Никакой корреляции с изменением потока не прослеживается.

Для всех остальных эмиссионных деталей временные вариации χ были незначительными, несмотря на существенные изменения плотности потока.

4. ДИСКУССИЯ

Анализ переменности параметров поляризации в целом в течение 14 лет позволил сделать ряд важных выводов.

1. Подтверждается существование давней проблемы. Наблюдается преобладание степени круговой поляризации над степенью линейной поляризации в обеих линиях, 1667 и 1720 МГц (см., напр., [16]).

2. Имеются быстрые и долговременные вариации степени круговой и линейной поляризации.

3. Наблюдается корреляция переменности всех параметров поляризации в периоды вспышек или быстрого изменения потока отдельных эмиссионных деталей в течение временного интервала порядка 1–2 года.

4.1. Отождествление эмиссионных деталей с мазерными пятнами

Область W75 N имеет сложную структуру и нам важно знать принадлежность эмиссионных деталей к основным источникам в этой области: VLA 1 и VLA 2.

Для проведения идентификации основных эмиссионных деталей мы воспользовались данными РСДБ-наблюдений в эпоху апрель 2008 г., изложенными в работе [6]. При идентификации мы использовали три критерия: близкие значения лучевых скоростей, по возможности близкие значения интенсивности излучения деталей и степени круговой поляризации.

Результаты идентификации деталей спектра в линии 1667 МГц показаны на рис. 13, а в линии

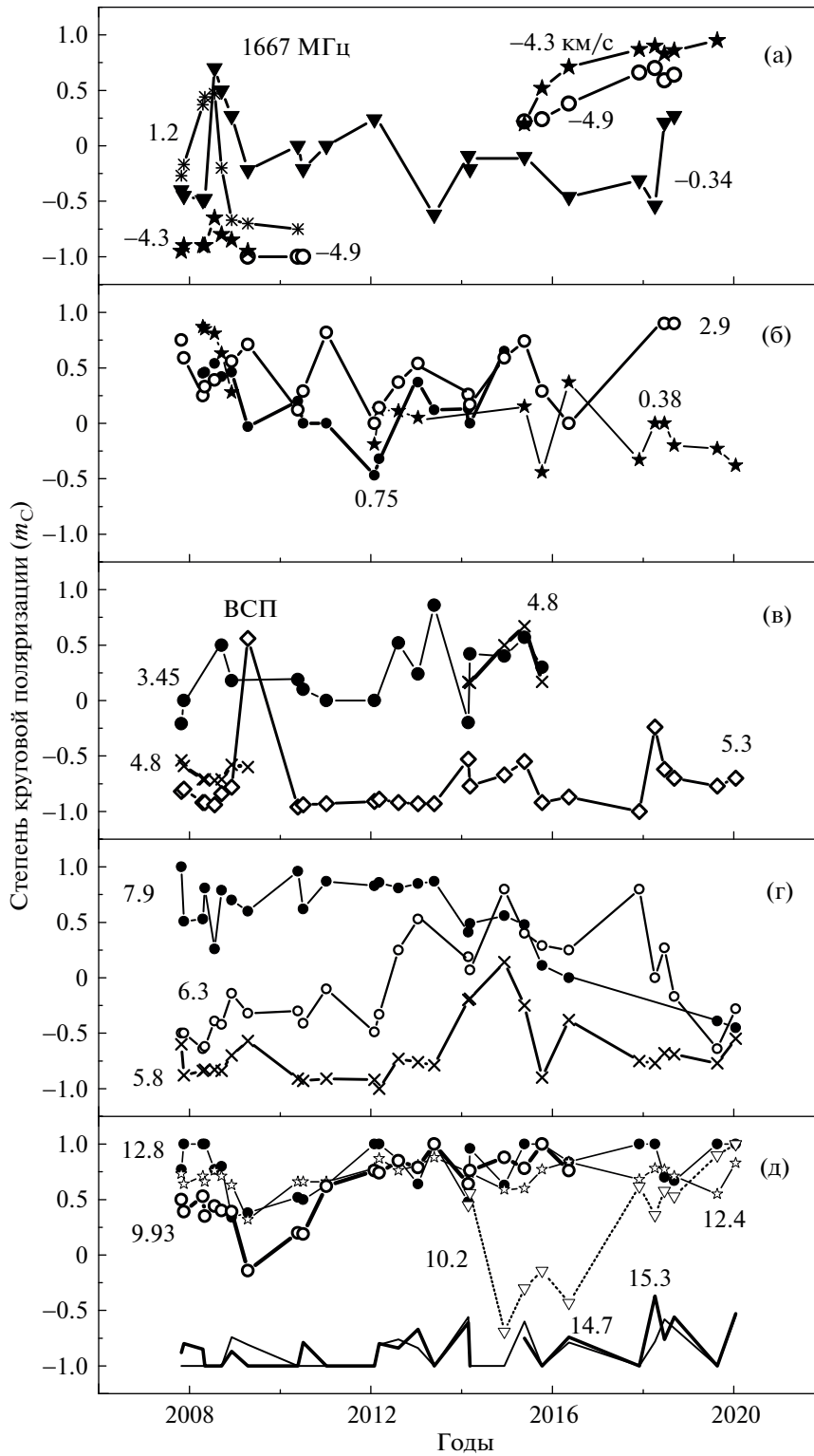


Рис. 6. Переменность степени круговой поляризации отдельных спектральных деталей в линии 1667 МГц. Указаны их лучевые скорости. Символом “ВСП” обозначен момент вспышки детали 5.3 км/с.

1720 МГц на рис. 14. Слева сверху дана карта с расположением мазерных пятен. Большими крестиками показаны положения источников кон-

тинуума VLA 1 и VLA 2. Также даны фрагменты карт в увеличенном масштабе. Светлыми кружками показаны положения мазерных пятен соглас-

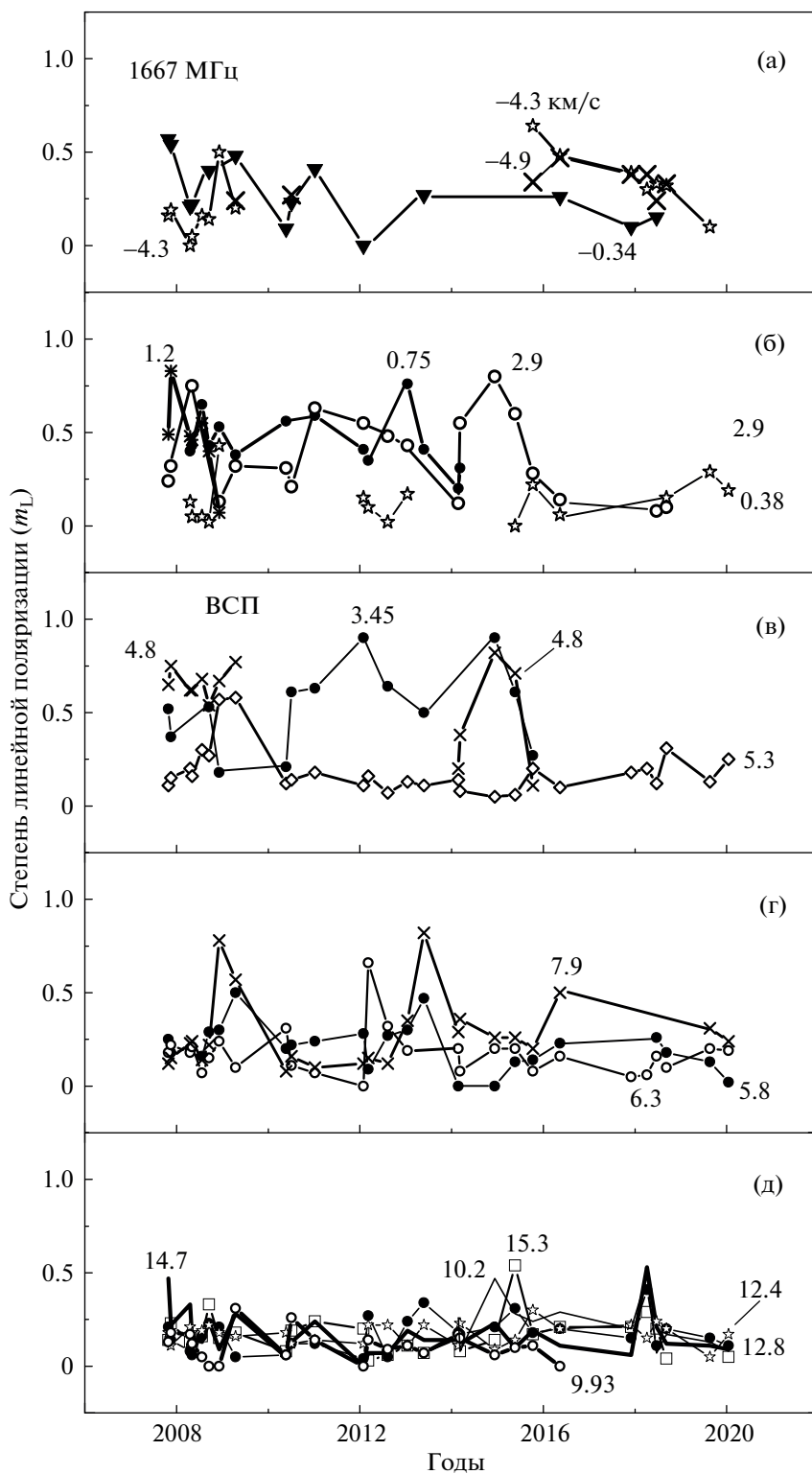


Рис. 7. Переменность степени линейной поляризации отдельных спектральных деталей в линии 1667 МГц. Обозначения те же, что на рис. 5.

но [6] и приведены их лучевые скорости, также взятые из [6]. Жирным шрифтом выделены идентифицированные детали нашего мониторинга.

Из теории Зеемановского расщепления следует, что вектор магнитного поля ортогонален плоскости линейной поляризации излучения

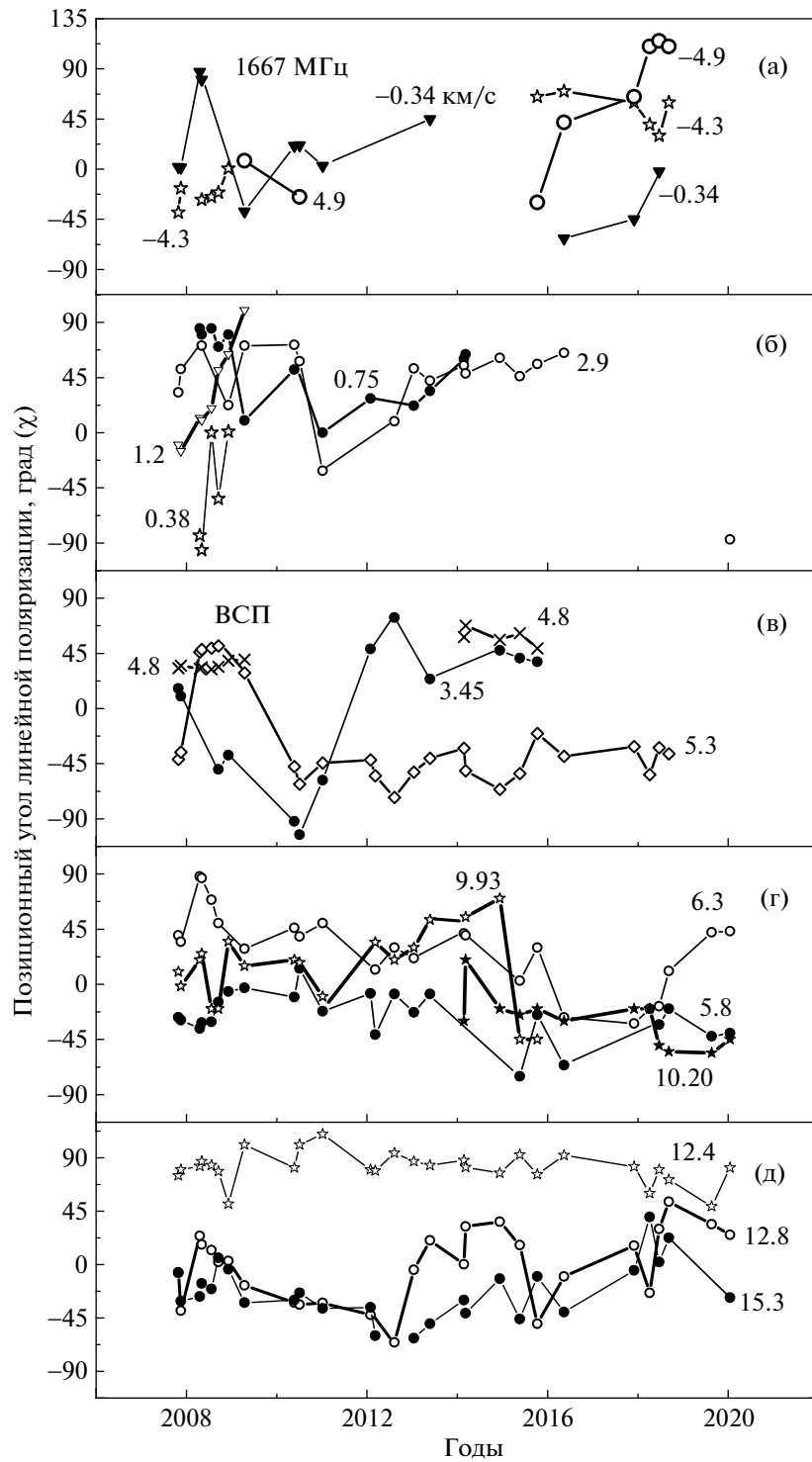


Рис. 8. Переменность позиционного угла линейной поляризации основных деталей в линии 1667 МГц.

ОН. На рис. 13 и 14 черточками показаны векторы направления магнитного поля (настоящая работа), относящиеся к эпохам наибольшей активности каждого мазерного пятна. Причем тонкими

линиями отражены векторы в начале вспышек, а жирными линиями в конце вспышек. Для сравнения справа сверху затемненными кружками нанесены мазерные пятна из работы [16]. Обра-

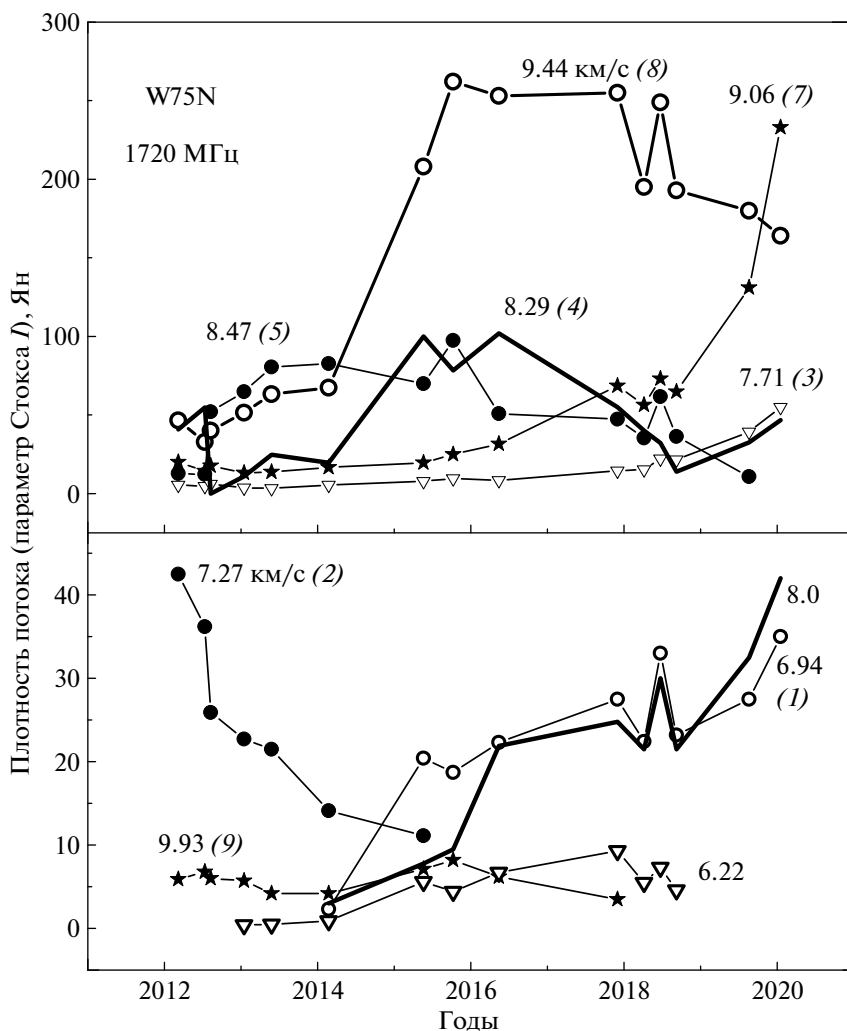


Рис. 9. Переменность плотности потока основных деталей в линии 1720 МГц. Указаны лучевые скорости деталей. Основные детали пронумерованы в порядке возрастания лучевой скорости.

тим внимание на то, что в спутниковой линии 1720 МГц все наблюдаемые мазерные пятна связаны только с источником VLA 1.

В течение нашего мониторинга в линии 1667 МГц мы наблюдали достаточно сильное мазерное излучение на отрицательных лучевых скоростях до -5 км/с. Значительным было излучение в конце 2007 г. детали на -0.34 км/с и в 2016–2019 гг. двух деталей на скоростях -4.9 и -4.3 км/с с потоками в максимуме около 30 Ян. Однако в эпохи наблюдений с высоким угловым разрешением излучение на $V_{\text{LSR}} < 0$ было слабым и не было идентифицировано с мазерными пятнами.

Параметры основных эмиссионных деталей в линиях 1667 и 1720 МГц, большинство из которых отождествлено с мазерными пятнами на VLBA карте, приведены в табл. 1 и 2. Номера деталей (столбец 1) соответствуют номерам на рис. 2. В столбце 2 слева приведены лучевые ско-

рости, полученные в нашем мониторинге, а справа взяты из работы [6]. Плотность потока (столбец 3) приведена, в основном, для максимумов во время вспышек. В случае отсутствия ярко выраженных вспышек приведены максимальные значения плотности потока деталей в течение всего мониторинга. В столбце 4 параметр Δt характеризует продолжительность вспышек, которые имели место в линии 1667 МГц. В линии 1720 МГц кратковременных вспышек не наблюдалось, поэтому мы привели продолжительность нахождения детали в активной стадии излучения по уровню 0.5 относительно максимума плотности потока. В столбцах 5–8 приведены степени круговой (m_C) и линейной (m_L) поляризации, позиционный угол линейной поляризации χ и степень полной поляризации p соответственно. Два значения перечисленных параметров соответствуют началу и концу вспышек. При отсутствии вспышек даны

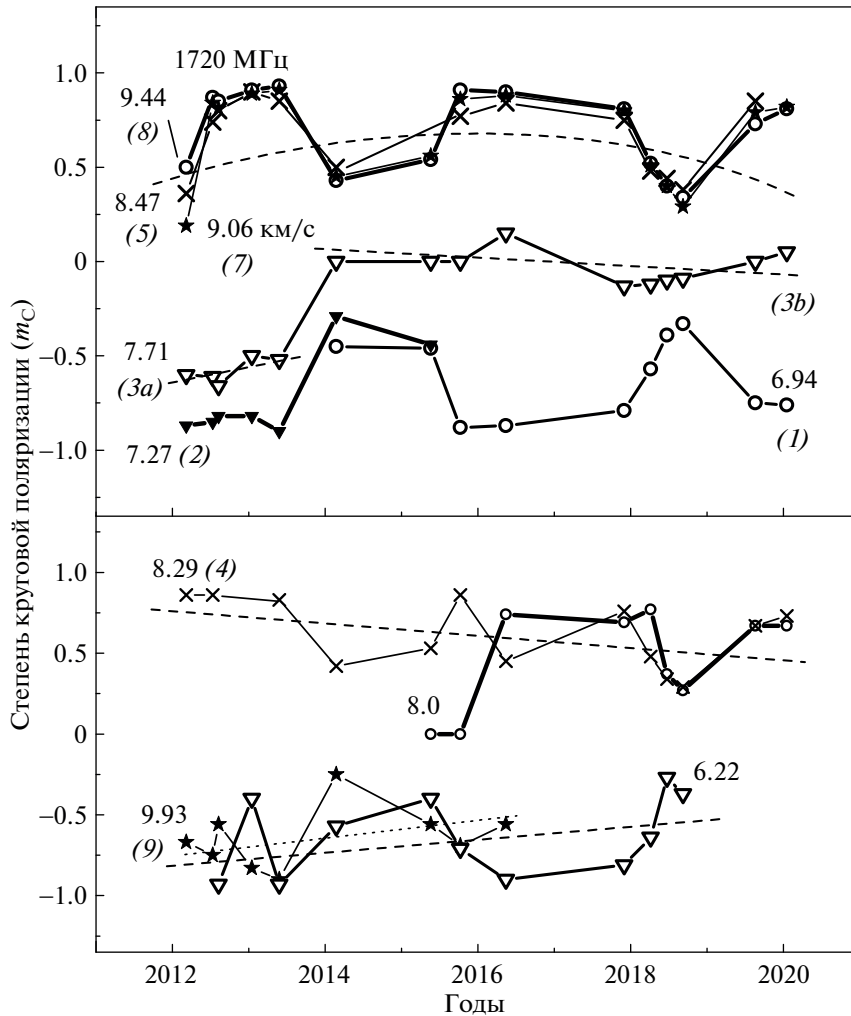


Рис. 10. Переменность степени круговой поляризации основных деталей в линии 1720 МГц. Указаны лучевые скорости деталей. Для некоторых деталей кривые переменности аппроксимированы полиномами второй степени или прямыми линиями.

экстремальные значения m_c и соответствующие им значения m_L , χ и ρ . В столбце 2 табл. 1 также приведены параметры для кратковременной вспышки детали 5.3 км/с.

Ниже мы приводим описание эволюции излучения некоторых из этих деталей.

4.2. Эволюция излучения основных деталей в линии 1667 МГц, проецируемых на источник VLA 2 (кеплеровский диск)

Деталь -0.34 км/с является единственной с отрицательной лучевой скоростью, которая наблюдалась на VLBA [7]. Начало нашего мониторинга приходится на максимум ее излучения. Однако включение в график точки на эпоху июль 2007 г., вычисленную на основании данных работы [15], позволило проследить эволюцию данной детали.

Происходили быстрый рост и уменьшение плотности потока. Продолжительность этой фазы развития вспышки по уровню 0.5 составила около 0.6 года. При этом степень круговой поляризации не менялась ($m_c = -0.5$). Степень линейной поляризации менялась слабо, а позиционный угол изменился от 2° до 87° . Наблюдаемое излучение можно рассматривать как кратковременную вспышку. Такие вспышки более характерны для мазерного излучения водяного пара.

Излучение детали 0.38 км/с наблюдалось в течение почти всего мониторинга, за исключением небольших интервалов. Наиболее сильная вспышка была в 2007–2008 гг. и имела продолжительность 10 мес. Поток в максимуме достигал 12 Ян. В этот период степень круговой поляризации с 0.9 упала до 0.25 и затем после максимума вспышки к концу 2019 г. монотонно достигла значения -0.2 . При этом линейная поляризация, в

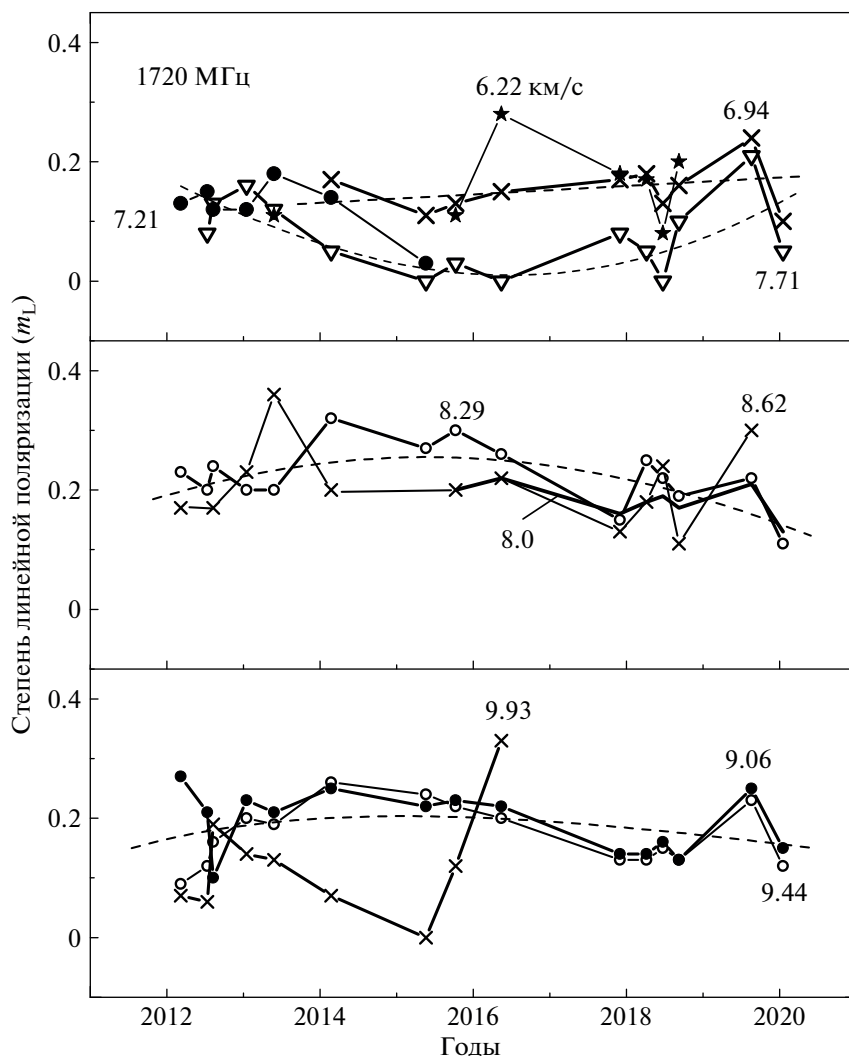


Рис. 11. Переменность степени линейной поляризации основных деталей в линии 1720 МГц. Указаны лучевые скорости деталей. Здесь также по возможности вписаны полиномы второй степени.

основном, отсутствовала. Лишь в некоторые эпохи m_L достигала значения 0.25.

Согласно [6] на месте пятна 0.38 км/с (по Фишу [6] 0.52 км/с), имеющего практически 100% правую круговую поляризацию, находится пятно на скорости 6.49 км/с с излучением в левой круговой поляризации. Их можно рассматривать как зеемановскую пару. Сложность анализа эволюции этой пары заключается в том, что на близкой скорости второго пятна находятся два мазерных пятна также с излучением в левой поляризации, но которые связаны с VLA 1.

Тем не менее сравнение вариаций плотности потока деталей 0.38 и 6.49 км/с показывает наличие корреляции в эпохи двух вспышек в 2008 и 2016 г. и антикорреляции в 2012 г. Это может быть дополнительным подтверждением существования зеемановской пары, т.е. σ компонентов кру-

говой поляризации. Поскольку центральный компонент (3.4 км/с) не наблюдается, то магнитное поле является продольным, его величина составляет около 17 мГс и поле направлено к наблюдателю.

Детали 1.2 и 1.4 км/с мы наблюдали в правой и в левой круговых поляризациях соответственно в максимуме излучения. Здесь также включена точка на основании работы Слыша и др. [15]. Это позволило определить продолжительность вспышки, которая по уровню 0.5 составила 0.8 г. В процессе эволюции деталей их потоки менялись сложным образом (параметра Стокса I). Переменность основных параметров излучения этих деталей отображена на рис. 15. Также происходило монотонное изменение степени круговой поляризации. Вариации степени линейной поляризации имели более сложный характер. Угол

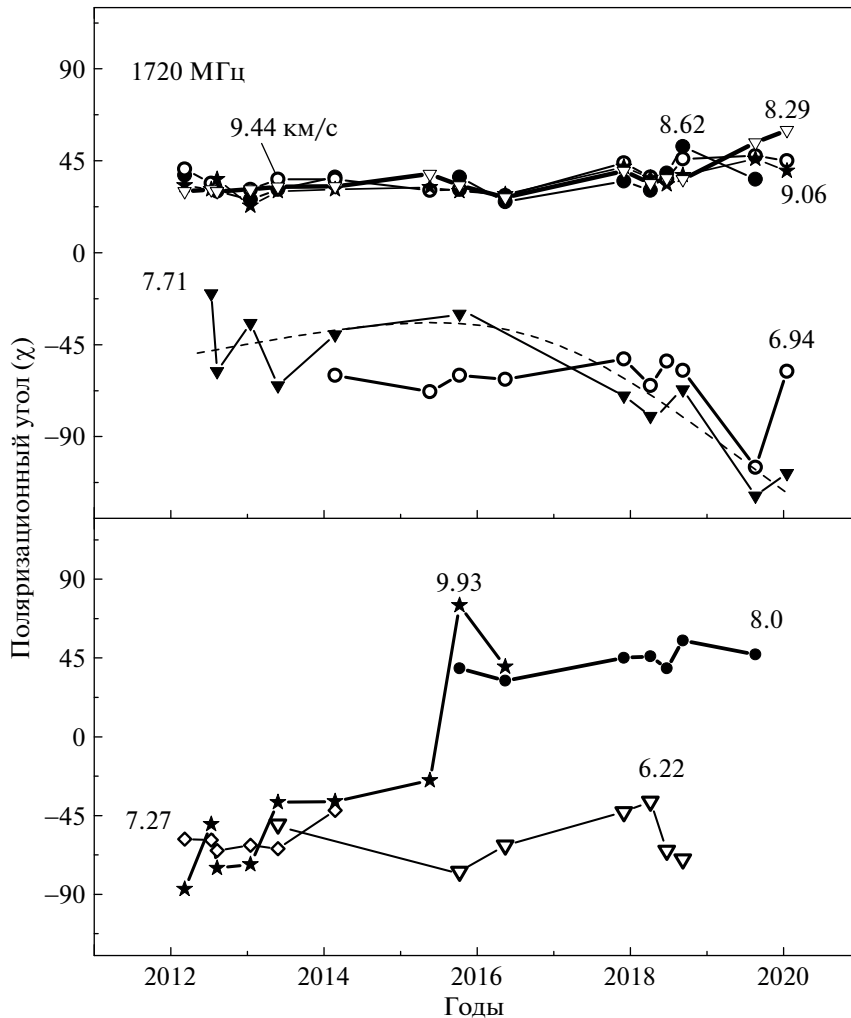


Рис. 12. Переменность позиционного угла линейной поляризации основных деталей в линии 1720 МГц. Указаны лучевые скорости деталей.

χ в течение вспышки монотонно изменился более чем на 110° (см. рис. 7). Скорость поворота плоскости поляризации составила около 7° в месяц.

Эти две детали имеют практически одинаковые координаты [7], т.е. соответствуют критериям для земановской пары. Расщепление находится в пределах 0.13–0.40 км/с. Это соответствует продольному магнитному полю ~ 0.37 –1.13 мГс, направленному к наблюдателю.

Необходимо отметить, что мазерное излучение ОН в W75 N в области лучевых скоростей 0–2 км/с оказалось высоко переменным и, что является самым важным, после вспышки появилось излучение от других деталей, принадлежность которых установить не было возможным из-за отсутствия наблюдений с высоким угловым разрешением после 2008 г. По этой причине мы не смогли проследить за эволюцией параметров

поляризации этой земановской пары после вспышки 2008 г.

Рассмотрим **деталь 4.8 км/с**. Самое интенсивное излучение на этой лучевой скорости наблюдалось нами в 2008 г. с плотностью потока в максимуме 100 Ян (параметр Стокса I). Во время вспышки, которая длилась около одного года, все параметры поляризации более или менее сохранялись. После вспышки наблюдались достаточно значительные некоррелированные вариации этих параметров. Согласно [6] имеются два мазерных пятна на лучевых скоростях 4.91 и 5.07 км/с, имеющие очень близкие координаты, но противоположные круговые поляризации. Эти детали также рассматриваются как земановская пара с расщеплением 0.16 км/с, которому соответствует направленное к наблюдателю магнитное поле 0.45 мГс.

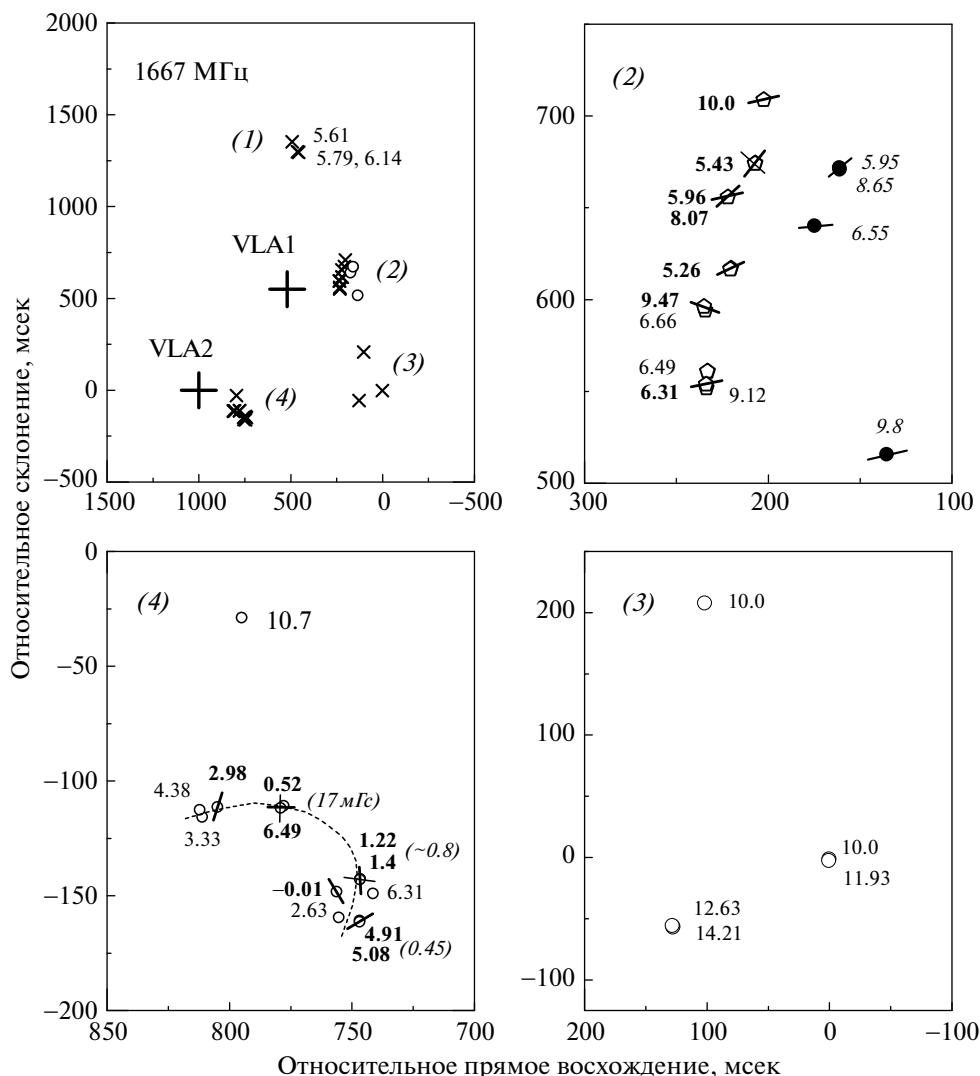


Рис. 13. Слева сверху дана карта расположения мазерных пятен в области W75 N в линии 1667 МГц. Большими крестиками показаны положения источников континуума VLA 1 и VLA 2. Справа и снизу даны фрагменты карт в увеличенном масштабе. Светлыми кружками показаны положения мазерных пятен и их лучевые скорости согласно [6]. Жирным шрифтом выделены идентифицированные детали нашего мониторинга. Черточками показаны векторы направления магнитного поля в отдельных мазерных деталях (настоящая работа). Справа сверху затемненными кружками нанесены мазерные пятна из работы [16]. На панели внизу слева расположение мазерных пятен на карте аппроксимировано полиномом (штриховая линия). Для трех Зеemanовских пар курсивом в скобках приведено значение продольного магнитного поля в мГс.

Таким образом, в трех мазерных пятнах продольное магнитное поле имеет одно направление, к наблюдателю. Величина магнитного поля для всех трех Зеemanовских пар приведена на рис. 13 курсивом в скобках.

В процессе эволюции вспышек в мазерных пятнах изменение позиционного угла линейной поляризации составило более 90° , т.е. имел место поворот плоскости линейной поляризации. Также происходили значительные изменения степени круговой поляризации.

Достаточно интересно происходила эволюция излучения деталей на лучевых скоростях -4.9 и -4.3 км/с, которые не были идентифицированы с мазерными пятнами. Вспышка излучения наблюдалась у обеих деталей с середины 2015 по конец 2019 г. При этом имели место синхронный рост и спад плотности потока (рис. 5(a)), а также увеличение степени круговой поляризации с нулевой до почти полной (рис. 6). Степень линейной поляризации уменьшалась с 0.5 до 0.25 для обеих деталей (рис. 7). При этом позиционный угол излучения на -4.3 км/с менялся незначительно, а на -4.9 км/с претерпевал существенное монотонное

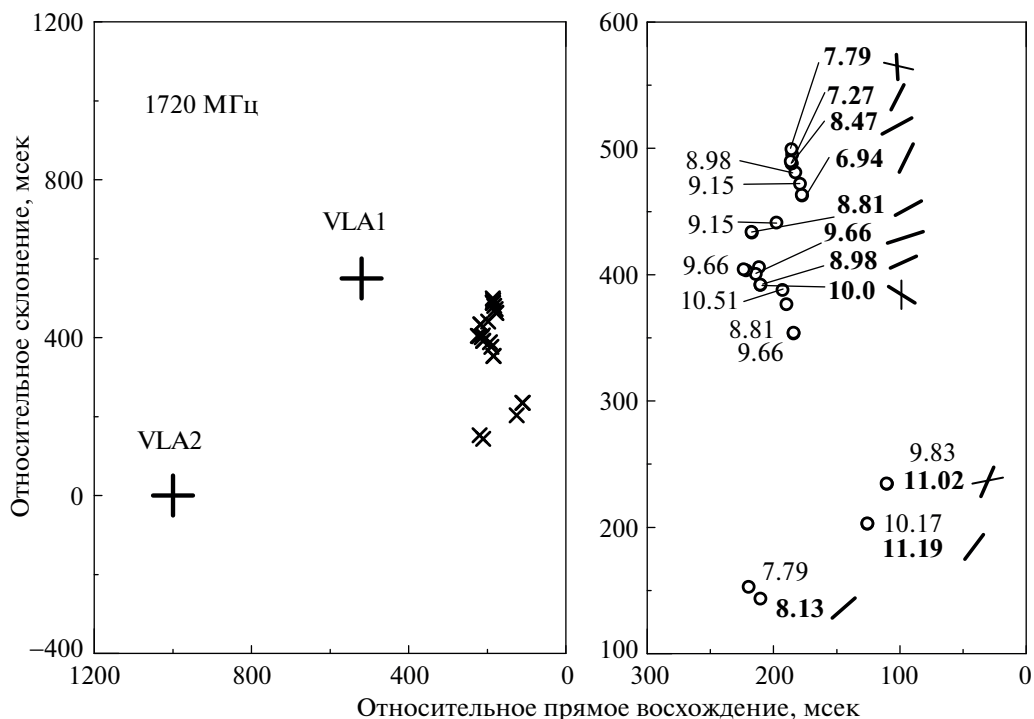


Рис. 14. То же, что на рис. 13, но для излучения в спутниковой линии 1720 МГц (см. текст).

изменение от -30° до 110° (рис. 8). Таким образом, скорость вращения плоскости линейной поляризации в мазерном пятне на лучевой скорости -4.9 км/с составила около 5° в месяц.

4.3. Эволюция излучения основных деталей в линии 1667 МГц, связанных с VLA 1 (радиоджет)

Для детали 5.3 км/с наблюдались две вспышки: одна более интенсивная с потоком в максимуме 59 Ян и продолжительностью около 0.7 года и кратковременная, во время которой плотность потока с 10 увеличилась до 28 Ян.

Во время первой вспышки менялись все параметры поляризации: m_C в интервале от -0.95 до -0.75 , m_L с 0.12 до 0.25 и χ от -45° до $+45^\circ$, т.е. на 90° .

Во время второй кратковременной вспышки произошел скачок m_C с -0.75 до 0.5. Таким образом, во время второй вспышки существовали два одинаковых компонента с обеими круговыми поляризациями. Также значительно увеличилась степень линейной поляризации (до 0.55), при этом позиционный угол немного упал. Самое интересное то, что после вспышек все параметры поляризации излучения детали (мазерной конденсации) восстановились.

Мазерное излучение на скорости около 10.0 км/с было более слабым, но структура линии оказалась более сложной. Плотность потока не превышала

5 Ян. Деталь отождествляется с одним из мазерных пятен (рис. 13). Сначала деталь была двойной и суммарный профиль линии имел колоколообразную форму. Вблизи максимума излучения четко проявилась двойная структура детали. Это произошло за счет сужения линии каждого компонента. В период более высокой активности (2014–2017 гг.) m_C сохранялась на уровне 0.7, m_L менялась в пределах всего лишь 0–0.2, а позиционный угол χ рос более или менее монотонно в период 2008–2014 гг. с 0° до 45° (рис. 5–8).

В конце 2014 г. появилась новая более интенсивная деталь на скорости около 10.2 км/с с плотностью потока в максимуме 10.9 Ян. Ширина линии составила всего лишь 0.15 км, что много меньше типичной ширины линий других наблюдаемых нами деталей (0.5–0.6 км/с). В процессе эволюции этой вспышки значительно сильнее менялся поток компонента с левой круговой поляризацией, чем с правой (рис. 6). В связи с этим сильно менялся параметр поляризации m_C . Степень и позиционный угол линейной поляризации менялись монотонно от 0.3 до 0.1 и от 0° до 50° соответственно.

4.4. Эволюция излучения основных деталей в линии 1720 МГц

Из 14 выделенных в спектрах H_2O мазерных деталей в линии 1720 МГц нам удалось идентифи-

Таблица 1. Параметры поляризации излучения основных деталей в линии 1667 МГц

1	2		3	4	5	6	7	8
Номер детали	V_{LSR} , км/с		F , Ян	Δt , год	m_{C}	m_{L}	χ , °	p
	н.р.	[6]						
1	-4.9	—	28	3.4	0.25/0.75	0.40/0.25	-40/115	0.47/0.79
2	-4.3	—	29	2.6	0.20/0.85	0.60/0.30	0.50	0.63/0.90
3a	-0.34	—	30	0.75	-0.5	0.50	2/87	0.70
3b	0	-0.01	1.3	0.3	0.63	0.02	-54	63
4	0.38	0.52	16	0.35	0.9/-0.2	0	-90/0	0.9/0.2
5	0.93	—	19.4	0.65	0.45/0.55	0.42/0.62	80	0.62
6	1.2	1.22	60	1.0	-0.26/0.50	0.7/0.1	-15/90	0.51
7	1.9	—	3.6	0.2	0.45	0.86	-13	0.97
8	2.41	—	19.8	0.6	-0.88	0.08	55	0.88
9	2.9	2.98	7.8	0.9	0.42	0.58	68	0.72
10	4.8	4.91	105	1.0	-0.63	0.65	40	90
11	5.3	5.43	59	0.7	-0.95/-0.75	0.12/0.25	-45/45	0.96/0.79
	5.3	(ВСП)	28	<0.5	0.5	0.55	45	0.74
12	5.84	5.96	9.7	—	-0.8	0.19	21	0.82
13	6.30	6.31	3.9	—	-0.6	0.19	28	0.63
14	7.94	8.07	3	—	0.7	0.3	49	0.75
15	9.45	9.47	2.4	—	0.74	0.15	-30	0.76
16	9.93	10.0	5.5	2.1	-0.75/0.50	0.25/0.55	45/25	0.79/0.74
17	10.2	—	9.6	1.7	0.68	0.69	22	0.97

Примечание. Во втором столбце (н.р.) приведены данные настоящей работы, в третьем столбце — результаты из работы [6]. В 4-м столбце приведена плотность потока в Янских (F). Символом (ВСП) обозначен момент вспышки детали 5.3 км/с (см. текст).

Таблица 2. Параметры поляризации излучения основных деталей в линии 1720 МГц

1	2		3	4	5	6	7	8
Номер детали	V_{LSR} , км/с		F , Ян	Δt , год	m_{C}	m_{L}	χ , °	p
	н.р.	[6]						
1a	6.22	—	9.0	~3	-0.8/-0.5	0.15	-50	0.52/0.81
1b	6.94	6.94	33	4	-0.44/-0.86	0.11/0.24	-55	0.45/0.89
2	7.27	7.27	43	1.5	-0.87/-0.30	0.12	-65	0.88/0.37
3	7.71	7.79	51	>1	-0.60/0	0/-0.20	-25/-90	0.6/0.2
4a	8.0	—	42	>3	0/0.70	0.15	45	0.15/0.72
4	8.29	8.13	101	2.8	0.75/0.45	0.25/0.16	35	0.79/0.48
5	8.47	8.47	85	3.6	0.50/0.80	0.23	30	0.55/0.83
6	8.80	8.81	13	—	0.36/0.44	0.87	40/50	0.94/0.98
7	9.06	8.98	240	>1	0.20/0.91	0.20/0.15	25/45	0.28/0.92
8	9.44	9.66	262	~5	0.34/0.93	0.10/0.22	35	0.35/0.96
9	9.93	10.0	8.2	—	-0.74/-0.51	0.20/0.05	-90/-45	0.75/0.53
10	10.9	11.02	3.6	—	0.36/0.44	0.87	40/50	0.84/0.98
11	11.19	11.19	1.5	—	0.84	0.07	45	0.87

Примечание. Во втором столбце (н.р.) приведены данные настоящей работы, в третьем столбце — результаты из работы [6]. В 4-м столбце приведена плотность потока в Янских (F).

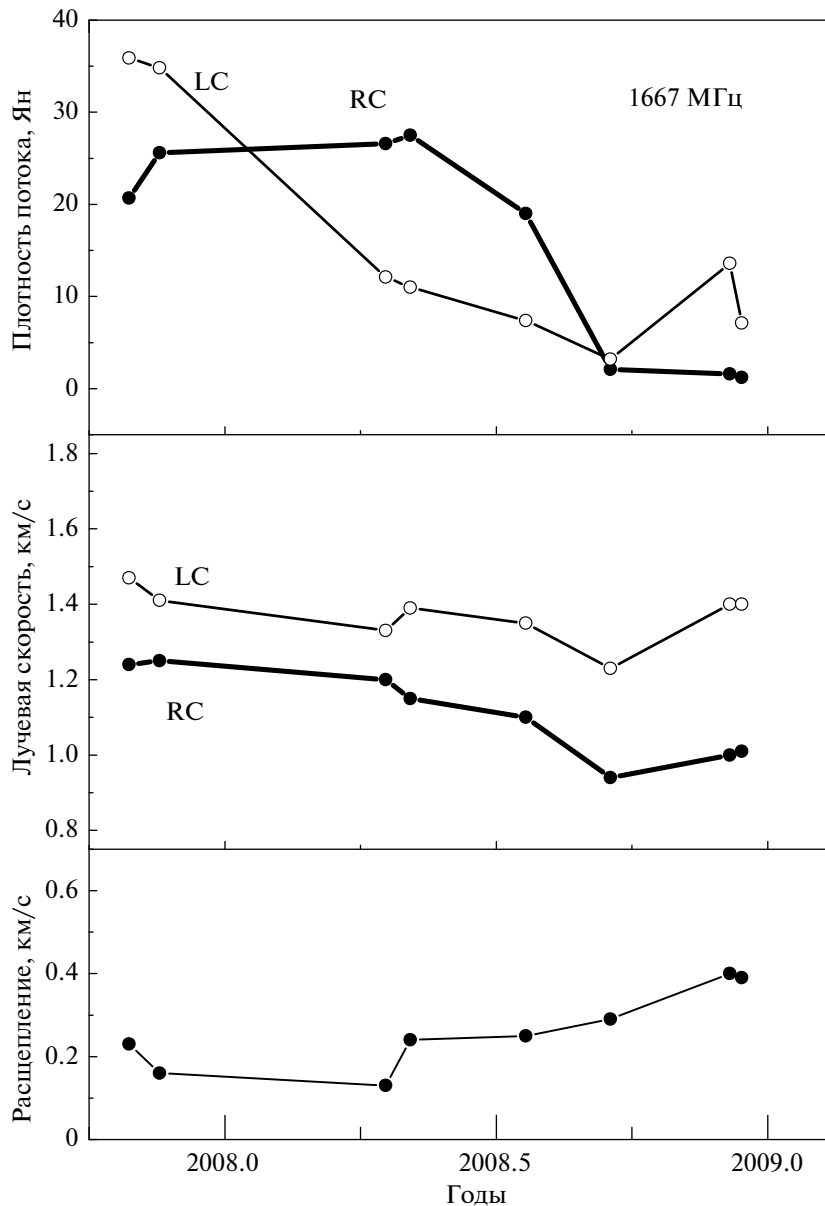


Рис. 15. Переменность плотности потока и лучевой скорости эмиссионных деталей Зеемановской пары (1.2 и 1.4 км/с) в линии 1667 МГц.

цировать с мазерными пятнами 11 деталей (рис. 14). Некоторые детали не идентифицированы, поскольку излучение в линии 1720 МГц имеет высокую переменность и не наблюдалось в эпоху проведения VLBA измерений, либо в начале нашего мониторинга. Например, детали 6.22, 6.94 и 8.0 км/с с плотностями потоков в максимумах 10, 35 и 42 Ян соответственно (рис. 9). Ввиду малого изменения лучевой скорости деталей, можно считать, что деталь 8.13 км/с из наблюдений Фиша и др. [6] и 8.29 км/с из нашего мониторинга это одна и та же деталь.

В отличие от мазерного излучения в линии 1667 МГц, излучение в линии 1720 МГц не имело характер кратковременных вспышек. Продолжительность активной фазы излучения деталей была больше, чем в линии 1667 МГц. Видимо, с этим связан характер переменности поляризационных параметров мазерного излучения в линии 1720 МГц. Например, многим деталям свойственны долговременные дрейфы параметров поляризации, которые аппроксимируются полиномами второй степени, либо линейным дрейфом.

Рассмотрим эволюцию деталей 6.94 и 8.0 км/с. Они имеют почти одинаковые кривые роста

плотности потока (рис. 9). Имеются слабые изменения степени линейной поляризации при среднем уровне $m_l = 0.15$. Значения позиционного угла меняются незначительно и составляют $\chi = -55^\circ$ и 45° для деталей 6.94 и 8.0 км/с соответственно. Только степень круговой поляризации имела более существенные вариации, причем в детали 6.94 км/с преобладало излучение с левой круговой поляризацией, а в детали 8.0 км/с с правой. Согласно нашей идентификации с мазерными пятнами VLBA-карты [6] деталь 6.94 расположена в плотной группе в северной части источника VLA 1 (рис. 13). Близкую по скорости к 8.0 км/с деталь в работе [6] мы не нашли. Вероятно, излучение этой детали в 2008 г. было на низком уровне.

5. О МОДЕЛИ МАЗЕРА ОН В W75 N

С мазерными пятнами VLA 1 (молекулярного потока) мы отождествили семь спектральных деталей в линии 1667 МГц (рис. 13) и одиннадцать в линии 1720 МГц (рис. 14). Они расположены в разных частях большой дуги и хорошо иллюстрируют, что направление вектора магнитного поля более или менее монотонно меняется вдоль дуги. Это хорошо согласуется с результатами Слыша и др. [16].

С мазерными пятнами, расположенными на VLBA карте вблизи источника VLA 2 (кеплеровский диск), идентифицировано семь спектральных деталей в линии 1667 МГц (рис. 13). Все пятна (кроме 10.0 км/с) образуют малую дугу, которая направлена от VLA 2. Мы аппроксимировали это распределение полиномом (штриховая линия). Можно считать, что векторы магнитного поля мазерных пятен до вспышек излучения были ориентированы перпендикулярно к этой дуге, хотя имеется небольшой разброс. После вспышек в деталях на 0.38 и 1.2 км/с (согласно [6] 0.52 и 1.22 км/с) векторы магнитного поля этих деталей стали ориентированы вдоль дуги. Несмотря на то что мазерные пятна образуют организованную структуру в виде дуги и вспышки происходили в каждом мазерном пятне, никакой корреляции в последовательности возникновения вспышек вдоль дуги не прослеживается.

Разделение деталей в линии 1720 МГц на графике рис. 4 на две группы относительно $\chi = 0^\circ$ и $V_{LSR} = 8$ км/с может быть также следствием пространственного разделения мазерных пятен (конденсаций). Однако недостаточное число наблюдаемых мазерных пятен в эпоху проведения VLBA наблюдений не позволило нам отождествить все детали спектра 1720 МГц на лучевых скоростях ниже 8 км/с и уверенно подтвердить наше предположение. Вкрапление в верхнюю группу мазерных пятен (рис. 14) со скоростями выше 8 км/с может быть вызвано случайной проекцией или

более сложной структурой скопления мазерных конденсаций в трехмерном пространстве. Тем более, что радиоджет и связанное с ним магнитное поле могут быть закрученными. Подобные структуры были обнаружены в мазерном источнике H₂O в W75 N (см., напр., [5]).

6. ВЫВОДЫ

Приведем здесь основные результаты анализа мониторинга мазерного излучения, проведенного нами на радиотелескопе в Нансэ на длине волны 18 см.

– Подтверждается существование давней проблемы: наблюдается преобладание степени круговой поляризации над степенью линейной поляризации в линиях гидроксидов 1667 и 1720 МГц.

– Для трех мазерных пятен, которые находятся вблизи VLA 2, по величине Зеемановского расщепления в линии 1667 МГц было определено продольное магнитное поле. Оно направлено к наблюдателю и составляет 0.45, 0.8 и 17 мГс (см. рис. 13).

– В процессе эволюции вспышек в нескольких мазерных пятнах в линии 1667 МГц изменение позиционного угла линейной поляризации составило более 110° , т.е. имел место монотонный поворот плоскости линейной поляризации. Также происходили значительные изменения степени круговой поляризации.

– Обнаружено, что во время кратковременной вспышки детали 5.3 км/с в линии 1667 МГц в VLA 1 изменялись все параметры поляризации, а после вспышки все они восстановились.

– Проведено отождествление спектральных деталей излучения ОН в линиях 1667 и 1720 МГц с мазерными пятнами на VLBA карте. С мазерными пятнами VLA 1 (молекулярного потока) отождествлено шесть спектральных деталей в линии 1667 МГц и одиннадцать в линии 1720 МГц. Они расположены в разных частях большой дуги и хорошо иллюстрируют, что направление вектора магнитного поля более или менее монотонно меняется вдоль дуги.

– С мазерными пятнами в области VLA 2 (кеплеровский диск) отождествлено семь спектральных деталей в линии 1667 МГц. Все пятна (кроме 10.0 км/с) образуют малую дугу, которая направлена от VLA 2. Векторы магнитного поля мазерных пятен перпендикулярны к этой дуге. После вспышек мазерного излучения деталей на скоростях 0.38 и 1.2 км/с векторы магнитного поля этих деталей стали ориентированы вдоль дуги.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Медонской Радиоастрономической обсерватории.

рии (Франция) за большую помощь в проведении наблюдений на Большом радиотелескопе в Нансэ в течение длительного времени проведения мониторинга. Авторы также выражают благодарность анонимному рецензенту за полезные замечания и предложения, которые позволили улучшить качество нашей статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *K. L. J. Rygl, A. Brunthaler, K. M. Menten, M. J. Reid, et al.*, Proc. of the 10th European VLBI Network Symp. and EVN Users Meeting *VLBI and the new generation of radio arrays*, September 20–24, 2010 (Manchester, UK), <http://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi?confid=125>, p. id. 103.
2. *J. M. Torrelles, J. F. Gómez, L. F. Rodríguez, P. T. P. Ho, S. Curiel, and R. Vazquez*, *Astrophys. J.* **489**, 744 (1997).
3. *C. G. Wynn-Williams, E. E. Becklin, and G. Neugebauer*, *Astrophys. J.* **187**, 473 (1974).
4. *J. M. Torrelles, L. A. Patel, G. Anglada, J. F. Gómez, et al.*, *Astrophys. J.* **598**, L115 (2003).
5. *E. E. Лехт, В. И. Слыш, В. В. Краснов*, *Астрон. журн.* **84**, 1070 (2007).
6. *V. L. Fish, M. Gray, W. M. Goss, and A. M. S. Richards*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **417**, 555 (2011).
7. *V. L. Fish, M. J. Reid, A. L. Argon, and X-W. Zeng*, *Astrophys. J. Suppl.* **160**, 220 (2005).
8. *П. Колом, Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, А. М. Толмачев*, *Астрон. журн.* **98**, 50 (2021).
9. *M. D. Gray and D. Field*, *Astron. and Astrophys.* **298**, 243 (1995).
10. *R. D. Davies, R. S. Booth, and J.-N. Perbet*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **181**, 83 (1977).
11. *P. Goldreich, D. A. Keely, and J. Y. Kwan*, *Astrophys. J.* **179**, 111 (1973).
12. *В. И. Слыш, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, В. М. Витрищак, П. Колом*, *Астрон. журн.* **87**(7), 655 (2010).
13. *T. R. Hunter, G. B. Taylor, M. Felli, and G. Tofani*, *Astron. and Astrophys.* **284**, 215 (1994).
14. *V. S. Strel'nitski, J. Alexander, S. Gezari, B. P. Holder, J. M. Moran, and M. J. Reid*, *Astrophys. J.* **581**, 1180 (2002).
15. *V. I. Slysh, A. V. Alakoz, and V. Migenes*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **404**, 1121 (2010).
16. *V. I. Slysh, V. Migenes, I. E. Val'ts, S. Yu. Lyubchenko, S. Horiuchi, V. I. Altunin, E. B. Fomalont, and M. Inoue*, *Astrophys. J.* **564**, 317 (2002).

СРАВНЕНИЕ УГЛОВ МЕЖДУ МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ И ОСЬЮ ВРАЩЕНИЯ ДЛЯ ДВУХ ГРУПП РАДИОПУЛЬСАРОВ

© 2022 г. З. В. Кенько¹, Ф. Малов², *

¹ Пуцинский государственный естественно-научный институт, Пушино, Россия

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Пуцинская радиоастрономическая обсерватория им. В.В. Виткевича,
Астрокосмический центр, Пушино, Россия

*E-mail: malov@prao.ru

Поступила в редакцию 11.04.2022 г.

После доработки 28.05.2022 г.

Принята к публикации 21.06.2022 г.

Проведены вычисления углов β между осью вращения и магнитным моментом в двух группах радиопульсаров, отличающихся периодами ($P > 2$ с и 0.1 с $< P < 2$ с). Используются два метода. Первый основан на наблюдаемых ширинах импульса и дает минимальные значения угла β_1 . Распределения этих углов значимо отличаются для указанных групп объектов. Во втором методе используются поляризационные данные, позволяющие вычислить более точные величины β_2 . Намечается бимодальность в распределении значений β_2 для пульсаров с $P > 2$ с. Близость средних величин β_2 (47.6° для долгопериодических пульсаров и 35.6° для источников с более короткими периодами) не позволяет объяснить обнаруженное ранее различие поведения этих двух групп на диаграмме $(dP/dt) - (P)$ уменьшением роли магнитодипольного излучения из-за уменьшения β . Проведенные нами оценки показали, что наблюдаемое различие может быть объяснено разной зависимостью мощностей пульсарного ветра и магнитодипольного торможения от периода пульсара. Торможение пульсаров с $P > 2$ с вызвано в основном пульсарным ветром.

Ключевые слова: нейтронные звезды, радиопульсары, структура магнитосферы, механизмы торможения

DOI: 10.31857/S0004629922090055

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из инструментов, используемых для анализа путей эволюции радиопульсаров, остается исследование положения этих объектов на диаграмме $(dP/dt) - (P)$, которая описывает зависимость производной периода между последовательными импульсами от самого периода. Это связано с тем обстоятельством, что указанные величины измеряются непосредственно в процессе достаточно длительных наблюдений и не связаны с различными предположениями о природе пульсаров и их моделях. В работе [1] были исследованы соответствующие диаграммы для трех групп пульсаров, отличающихся величиной периода: $P > 2$ с, 0.1 с $< P < 2$ с и $P < 0.1$ с. Было показано, что вращение пульсаров первой группы замедляется выносом углового момента релятивистскими частицами (пульсарным ветром). В этом случае

потеря энергии вращения описывается следующим выражением [2]:

$$I\Omega \frac{d\Omega}{dt} = -\frac{L_p^{1/2} B R_*^3 \Omega^2}{(6c^3)^{1/2}}. \quad (1)$$

Здесь I – момент инерции нейтронной звезды, R_* – ее радиус, $\Omega = 2\pi/P$ – угловая скорость вращения, B – магнитное поле на поверхности, L_p – мощность ветра, c – скорость света.

Во второй группе к пульсарному ветру подключается магнитодипольное излучение нейтронной звезды [3]:

$$I\Omega \frac{d\Omega}{dt} = -\frac{B^2 R_*^6 \Omega^4 \sin^2 \beta}{6c^3}. \quad (2)$$

Источники третьей группы тормозятся обоими механизмами. В [1] было высказано предположение о том, что малый вклад магнитодипольного излучения в первой популяции определяется

значением угла β между магнитным моментом нейтронной звезды и осью ее вращения. Действительно, из выражения (2) следует, что чем меньше этот угол при прочих равных параметрах, тем меньше вклад магнитодипольного механизма. Для проверки такого предположения необходимо провести вычисления угла β для пульсаров с разными периодами и проанализировать отличие этого угла в различных популяциях.

В течение всех лет исследования пульсаров предпринимались многочисленные попытки вычисления углов β с использованием различных методов [4–8]. Важно было также понять, как эволюционирует этот угол с возрастом пульсара. В работе [9] построена модель магнитосферы, в которой угол β должен увеличиваться со временем, т.е. пульсары стремятся стать ортогональными ротаторами. Однако дальнейшие магнитогидродинамические расчеты [10] показали, что наклон магнитного момента к оси вращения с возрастом уменьшается по степенному закону.

Мы здесь анализируем отличие угла β для двух групп пульсаров с $P > 2$ с и $0.1 \text{ с} < P < 2$ с. Что касается объектов с $P < 0.1$ с, то в них начинают играть роль релятивистские эффекты [11] и для вычисления β могут потребоваться другие методы, отличающиеся от описываемых в следующем разделе.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ МЕТОДЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ УГЛА β

В дальнейшем используется модель полярной шапки, представленная на рис. 1. Сферическая тригонометрия позволяет записать уравнение, связывающее углы β, ζ и θ ,

$$\cos \theta = \cos \beta \cos \zeta + \sin \beta \sin \zeta \cos \Phi. \quad (3)$$

Для определения всех трех углов необходимы еще два уравнения.

Самый простой метод оценки связан с предположением о прохождении луча зрения через центр конуса излучения. В этом случае

$$\beta = \zeta, \quad (4)$$

а в качестве третьего уравнения можно использовать статистическую зависимость ширины импульса по уровню 10% от периода $W_{10}(P)$, полагая, что наблюдаемая ширина профиля связана с положением конуса излучения относительно оси вращения. Реальному радиусу конуса будет соответствовать $\beta = 90^\circ$, что на диаграмме $(W_{10})-(P)$ определяется нижней границей массива наблюдаемых значений:

$$\theta = W_{10\min}(P)/2, \quad (5)$$

что на основе уравнения (3) дает возможность оценки угла β , используя следующее выражение:

$$\beta = \arcsin \left(\frac{\sin \frac{W_{10\min}}{4}}{\sin \frac{W_{10}}{4}} \right). \quad (6)$$

Поскольку мы считали, что наблюдаемое уширение импульса связано исключительно с приближением конуса излучения к оси вращения пульсара, вычисленные по формуле (6) значения угла β представляют собой нижние пределы этого угла.

В дальнейшем мы будем использовать параметры пульсаров, приведенные в каталоге ATNF (последняя версия 1.67) [12].

Считается общепризнанным, что наблюдаемое радиоизлучение пульсаров генерируется механизмом излучения кривизны (curvature radiation). В этом случае позиционный угол ψ линейной поляризации определяется проекцией магнитного поля, и его зависимость от других углов может быть представлена в виде [13]:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\sin \beta \sin \Phi}{\sin \zeta \cos \beta - \cos \zeta \sin \beta \cos \Phi}. \quad (7)$$

Наблюдательные данные показывают, что для многих пульсаров ход позиционного угла измеряется только в пределах главного импульса на небольшом участке долгот Φ . Скорость изменения позиционного угла достигает максимальной величины $(d\psi/d\Phi)_{\max}$, когда луч зрения пересекает меридиан, где находится магнитная ось ($\Phi = 0$).

$$\left| \frac{d\psi}{d\Phi} \right|_{\max} = \frac{\sin \beta}{\sin(\zeta - \beta)}. \quad (8)$$

Величина Φ_p для наблюдаемого профиля, определяемая уравнением (3), задается углом β (видимым уширением импульса при приближении к оси вращения) и угловым расстоянием $(\zeta - \beta)$, на котором луч зрения пересекает конус излучения. Последний эффект уменьшает наблюдаемую ширину Φ_p . Вклад каждого из этих эффектов заранее не известен, поэтому в среднем их можно считать равными, т.е. компенсирующими друг друга. Тогда зависимость $\theta(P)$ можно определить прямой, вписанной в массив $W_{10}(P)$ по методу наименьших квадратов, и положить

$$\theta = \frac{\langle W_{10} \rangle}{2}. \quad (9)$$

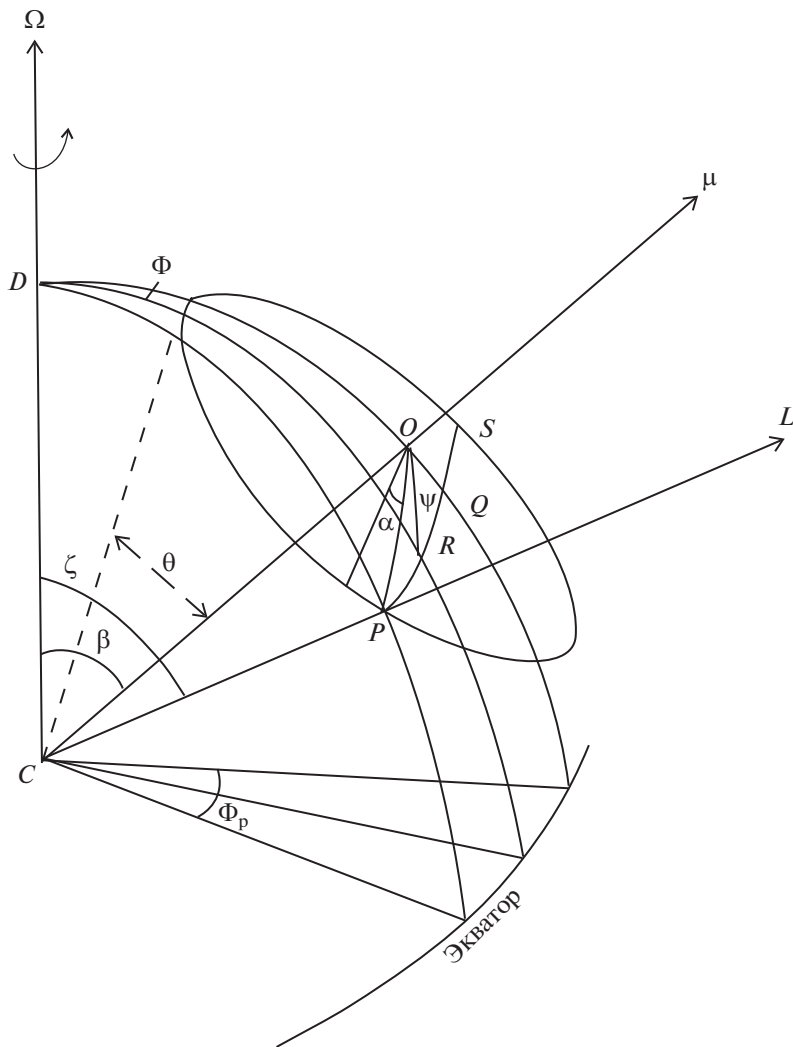


Рис. 1. Геометрия конуса излучения пульсара в модели полярной шапки: Φ_p – половина наблюдаемой ширины импульса, $\bar{\Omega}$ – ось вращения пульсара, μ – вектор дипольного магнитного момента, L – луч зрения наблюдателя, θ – угловой радиус конуса излучения, ζ – угол между лучом зрения и осью вращения, β – угол между осью вращения и вектором магнитного момента, ψ – позиционный угол плоскости поляризации излучения, Φ – долгота.

Выражения (3), (8) и (9) образуют систему трех уравнений, которая путем преобразований сводится к алгебраическому уравнению 4-й степени:

$$C(1 - D)^2 y^4 + 2C(1 - D)y^3 + [1 + 2C^2 D(1 - D)]y^2 + 2C(D - B^2)y + C^2 D^2 - B^2(1 + C) = 0, \tag{10}$$

где введены обозначения:

$$B = \cos \theta, \quad C = |d\psi/d\Phi|_{\max}, \tag{11}$$

$$D = \cos \langle W_{10} \rangle / 2, \quad y = \cos \zeta.$$

Используя выражения (11), соотношение (8) можно переписать в виде:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{C(1 - y^2)^{1/2}}{1 + Cy}. \tag{12}$$

Решив уравнение (10) относительно y , из (12) находим искомый угол β .

Уравнение (10) имеет 4 решения, из которых находятся 4 значения β . Некоторые решения могут оказаться комплексными и должны быть отброшены. Знак производной $C = (d\psi/d\Phi)_{\max}$ по наблюдениям только в пределах главного импульса определить нельзя, поскольку не известен знак $d\Phi$, пульсар может вращаться как по часовой стрелке, так и против нее, в связи с чем решать систему уравнений (10) и (12) необходимо при $C > 0$ и $C < 0$. Уравнение (10) может дать отрицательное значение $y = \cos \zeta$. Это соответствует $\zeta > 90^\circ$, что вполне возможно в реальных пульсарах.

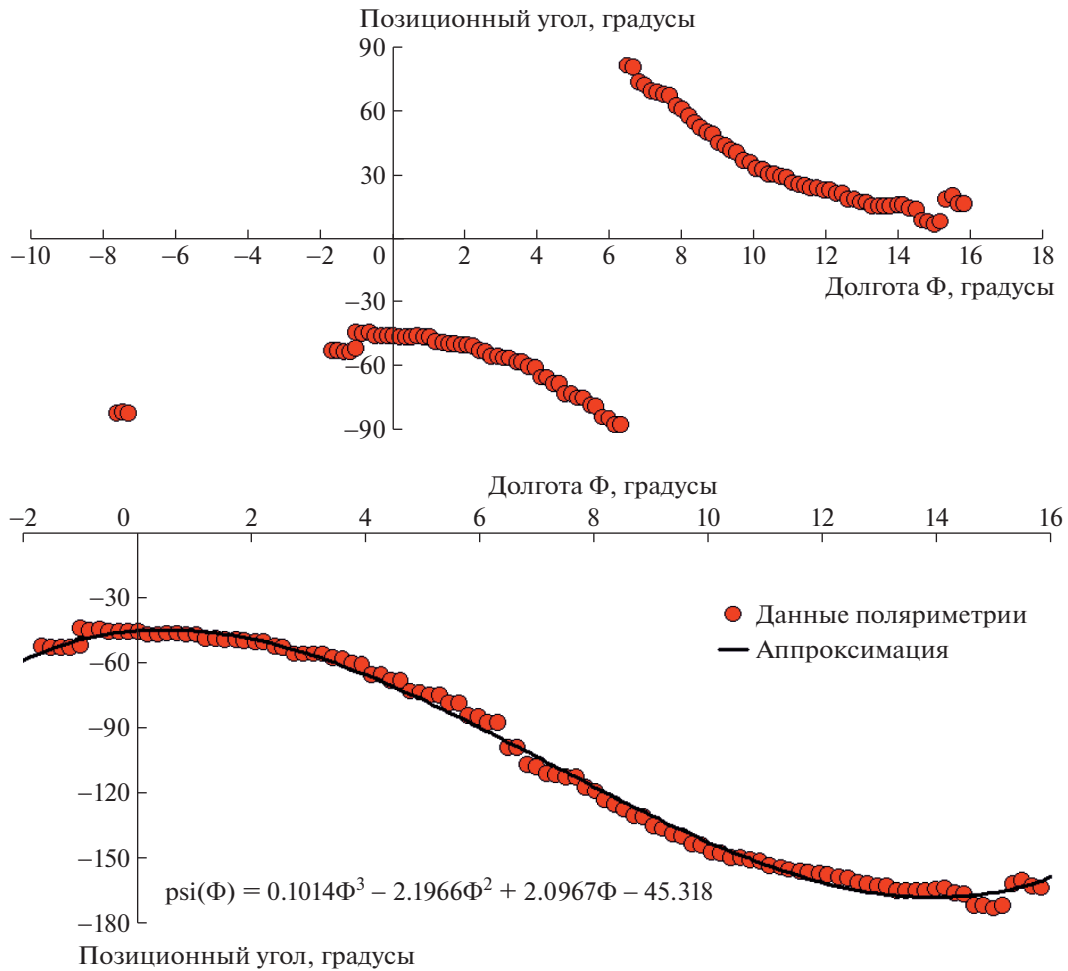


Рис. 2. Вверху: оцифрованный профиль хода позиционного угла $\psi(\Phi)$ в пределах импульса пульсара J2346–0609 по данным каталога [14]; внизу – “сшитые” ветки $\psi(\Phi)$ и аппроксимация их полиномиальной функцией: $\psi(\Phi) = 0.1014\Phi^3 - 2.1966\Phi^2 + 2.0967\Phi - 45.318$.

При расчете углов β этим методом использовался каталог поляриметрических данных для 600 пульсаров [14]. Исключались объекты в шаровых скоплениях и в двойных системах, где на их параметры влияют компаньоны. Учитывались также следующие факторы.

1) Скачок позиционного угла на 180° соответствует простому его продолжению, т.е. поляриметрические кривые необходимо “сшить” в точке разрыва. Пример такого случая представлен на рис. 2.

2) Скачки на 90° или на меньшие значения свидетельствуют о наличии другой моды (или других поляризационных мод), и такие пульсары исключались из дальнейшего рассмотрения.

3) Также были исключены источники с затянутым правым “хвостом” в их импульсах. Эти “хвосты” вызваны рассеянием в среде между

пульсаром и наблюдателем, которое может существенно исказить поляризационные свойства.

4) На S-образных зависимостях $\psi(\Phi)$ максимальная производная соответствует прямолинейной части кривой.

Следует отметить, что решение системы уравнений (10) и (12) существует не при любых значениях B , C и D , полученных из наблюдений. Это может означать, что в ряде пульсаров рассмотренная модель, описывающая поведение позиционного угла, не работает.

Можно использовать и другие методы определения угла β [11], но мы ограничимся здесь рассмотренными в данном разделе.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ УГЛА β

Как уже упоминалось, мы используем для анализа данные, приведенные в каталогах [12, 14].

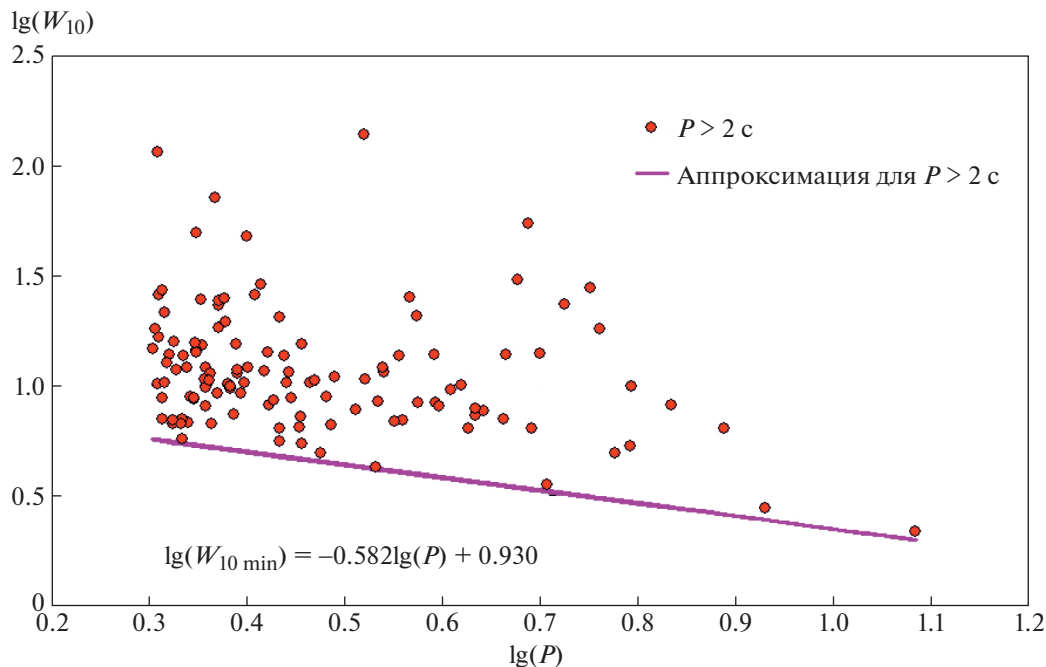


Рис. 3. Зависимость ширины импульса от периода для радиопульсаров с $P > 2$ с.

Для дальнейших вычислений нужно выразить ширину W импульса в градусах:

$$W_{10} [^\circ] = 360^\circ \frac{W_{10} [\text{мс}]}{P [\text{мс}]} \quad (13)$$

На рис. 3 приведена диаграмма $(W_{10})-(P)$ для пульсаров с $P > 2$ с.

Для диапазона $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$ полученная выборка содержала 1381 пульсар с известными значениями W_{10} , в диапазоне $P > 2$ с выборка включала 119 пульсаров (см. табл. 1–2).

Для выборки с $P > 2$ с:

$$\lg(W_{10 \min} [^\circ]) = -0.582 \lg(P [\text{с}]) + 0.930, \quad (14)$$

или

$$W_{10 \min} [^\circ] = 8.5^\circ P^{-0.58}. \quad (15)$$

Нужно подчеркнуть, что зависимость $W_{10}(P)$ для различных выборок пульсаров может существенно отличаться, поэтому мы отдельно построили соответствующую диаграмму, аналогичную рис. 3, для исследуемых источников с $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$ (рис. 4). Нижняя граница для выборки с $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$ описывается уравнением

$$\lg(W_{10 \min} [^\circ]) = -0.062 \lg(P [\text{с}]) + 0.555, \quad (16)$$

откуда

$$W_{10 \min} [^\circ] = 3.6^\circ P^{-0.06}. \quad (17)$$

Используя выражения (14) и (17) и каталожные значения W_{10} , мы вычислили углы β_1 для двух исследуемых групп пульсаров (см. табл. 1).

На рис. 5 показаны гистограммы распределения β_1 для двух выборок пульсаров, нормированные на полное число N пульсаров в выборке.

Для сопоставления статистического различия двух полученных распределений был использован критерий Колмогорова–Смирнова. Максимальная разность d_{\max} отсчетов в двух гистограммах составила 0.285 (отсчеты нормированы на число N пульсаров в выборках). Квантиль Колмогорова рассчитывался по формуле

$$\lambda = d_{\max} \sqrt{\frac{N_1 N_2}{N_1 + N_2}}, \quad (18)$$

где N_1, N_2 – число пульсаров в первой и второй выборках. Рассчитанное согласно (18) значение квантиля Колмогорова $\lambda = 2.98$ означает, что выборки β_1 для пульсаров с $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$ и $P > 2 \text{ с}$ статистически различны с вероятностью $p = 0.99999$.

Полученные распределения могут быть аппроксимированы гауссианами (рис. 6, 7)

$$\frac{n}{N(\beta_1)} = (0.492 \pm 0.010) \times \exp \left\{ -\frac{(\beta_1 - (16.0 \pm 0.2))^2}{2(8.7 \pm 0.4)^2} \right\} \quad (19)$$

Таблица 1. Значения углов β для выборки пульсаров с периодами в интервале $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$

№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$
1	J0006+1834	2.1	—	46	J0242+62	9	—	91	J0533+0402	23.6	—
2	J0014+4746	4.9	—	47	J0243+6027	10.1	—	92	J0536–7543	7.4	39.9
3	J0025–19	7.8	—	48	J0255–5304	28	—	93	J0540+3207	18.7	—
4	J0026+6320	4.1	—	49	J0301+35	7.9	—	94	J0540–7125	10.4	61.2
5	J0033+57	10.2	—	50	J0302+2252	11.6	—	95	J0555+3948	12.4	—
6	J0033+61	20.6	—	51	J0304+1932	12.8	77.5	96	J0601–0527	10	—
7	J0034–0721	4.5	—	52	J0324+5239	2.6	—	97	J0608+00	20.2	—
8	J0038–2501	10.7	—	53	J0325+6744	29.6	—	98	J0611+1436	5.1	—
9	J0040+5716	27	—	54	J0329+1654	14	—	99	J0612+3721	10.4	—
10	J0048+3412	22.4	—	55	J0332+5434	13.4	—	100	J0612+37216	10.3	—
11	J0051+0423	6.4	—	56	J0335+4555	16.6	—	101	J0613+3731	13.1	—
12	J0054+6946	15.7	—	57	J0335+6623	19	—	102	J0614+2229	16	67.6
13	J0056+4756	9.1	—	58	J0341+5711	14	—	103	J0614+83	7.3	—
14	J0058+4950	11.5	—	59	J0343+06	8.9	—	104	J0621+0336	32.1	—
15	J0058+6125	22.6	—	60	J0343+5312	13.9	—	105	J0624–0424	9.5	33.3
16	J0059+69	10.9	—	61	J0344–0901	29.5	—	106	J0627+0649	12.5	—
17	J0100+8023	12.5	—	62	J0357+5236	4.8	—	107	J0627+0706	32.3	—
18	J0102+6537	8.5	—	63	J0358+4155	8.9	—	108	J0629+2415	12.5	—
19	J0103+54	16.9	—	64	J0401–7608	12.1	—	109	J0630–0046	13.9	—
20	J0104+64	9.5	—	65	J0402+4825	3.5	—	110	J0636–23	10.6	—
21	J0107+1322	19.3	—	66	J0406+6138	10.9	—	111	J0636–4549	30.8	—
22	J0108+6608	13.3	—	67	J0408+552	5	—	112	J0645+80	7.3	—
23	J0108+6905	9.4	—	68	J0410–31	21.6	—	113	J0646+0905	12.5	—
24	J0108–1431	7.7	9.2	69	J0413+58	7.3	—	114	J0647+0913	23.1	—
25	J0110–22	11.2	—	70	J0414+31	12.7	—	115	J0652–0142	22.7	—
26	J0122+1416	18	—	71	J0415+6954	20	—	116	J0653+8051	16.6	—
27	J0125+62	15.7	—	72	J0417+35	21.9	—	117	J0656–2228	24.6	—
28	J0133–6957	15.6	—	73	J0417+61	7	—	118	J0656–5449	11.5	—
29	J0134–2937	12.6	—	74	J0418–4154	16.5	—	119	J0659–36	10.8	—
30	J0137+1654	4.1	—	75	J0421+3255	1	—	120	J0700+6418	12.5	—
31	J0137+6349	7.3	—	76	J0426+4933	19.3	—	121	J0709–5923	32.2	—
32	J0139+5621	15.7	—	77	J0448–2749	13	58.2	122	J0711+0931	16.6	—
33	J0139+5814	17.9	—	78	J0450–1248	7.4	—	123	J0719–2545	20.3	—
34	J0141+6009	6.7	—	79	J0452–1759	8.8	—	124	J0725–1635	26.5	—
35	J0147+5922	12.4	—	80	J0454+4529	16.3	—	125	J0733–2345	17.3	—
36	J0151–0635	5.5	—	81	J0454+5543	7.2	—	126	J0737–2202	7.1	—
37	J0152–1637	20.5	—	82	J0458–0505	26.8	—	127	J0738–4042	5.9	—
38	J0156+3949	6.3	—	83	J0459–0210	15.1	—	128	J0745–5353	4.5	25.5
39	J0201+7005	15.6	—	84	J0502+4654	10.3	—	129	J0747+6646	11.8	—
40	J0206–4028	19.9	—	85	J0517+2212	3.7	—	130	J0749–4247	23.7	—
41	J0210+5845	12.9	—	86	J0518+5416	10.5	—	131	J0750+57	6.4	—
42	J0211–8159	4.8	—	87	J0520–2553	11.7	—	132	J0754+3231	8.1	—
43	J0212+5222	11.5	—	88	J0525+1115	12.8	—	133	J0758–1528	39.3	80.2
44	J0215+6218	3.1	—	89	J0529–0715	15.5	—	134	J0758–30	12.5	—
45	J0231+7026	18.1	—	90	J0530–39	12.5	—	135	J0803–0942	21.9	—

Таблица 1. Продолжение

№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$
136	J0807–5421	18.8	–	181	J0922–4949	21.4	–	226	J1046+0304	14.4	–
137	J0808–3937	16.9	–	182	J0924–5302	19.2	–	227	J1046–5813	16.3	–
138	J0809–4753	13.1	–	183	J0924–5814	5.3	17.7	228	J1047–3032	4.7	–
139	J0812–3905	6.2	–	184	J0930–2301	16.8	–	229	J1047–6709	11.5	–
140	J0814+7429	8.2	–	185	J0932–3217	26.8	–	230	J1048–5838	1.8	–
141	J0815+0939	2.1	–	186	J0934–4154	12.6	–	231	J1054–5943	37.3	–
142	J0815+4611	12.6	–	187	J0934–5249	19.6	–	232	J1054–5946	5	–
143	J0818–3049	5.3	–	188	J0941–5244	16.3	–	233	J1054–6452	31.3	–
144	J0820–1350	21	–	189	J0942–5552	8.5	–	234	J1055–6236	19.6	–
145	J0820–3826	6.3	–	190	J0942–5657	38.9	–	235	J1056–6258	7.1	–
146	J0820–3921	5.8	–	191	J0943+1631	4.3	–	236	J1057–7914	18.3	21.9
147	J0820–4114	1.9	–	192	J0944–1354	32.4	–	237	J1058–5957	17.6	–
148	J0821–4221	10.5	–	193	J0945–4833	18.8	–	238	J1059–5742	22.2	–
149	J0823+0159	15.3	–	194	J0947+2740	10.1	–	239	J1103–6025	28.1	–
150	J0826+2637	26.4	–	195	J0949–6902	25.9	–	240	J1104–6103	12.5	–
151	J0828–3417	1.2	–	196	J0952–3839	11.1	–	241	J1105–4353	9	–
152	J0831–4406	12.1	–	197	J0953+0755	7.5	–	242	J1107–5907	1.1	–
153	J0835–3707	30.7	–	198	J0954–5430	15.9	47.8	243	J1107–5947	10.6	–
154	J0836–4233	16.8	–	199	J0955–5304	16.8	–	244	J1107–6143	20.2	–
155	J0837+0610	21.6	–	200	J0957–5432	20.5	–	245	J1110+58	11.6	–
156	J0837–4135	25.1	–	201	J0959–4809	3.3	14.9	246	J1110–5637	11.9	–
157	J0838–2621	5.3	–	202	J1000–5149	18.6	–	247	J1112–6613	9.8	–
158	J0840–5332	13.3	–	203	J1001–5507	31.2	–	248	J1112–6926	13.7	–
159	J0842–4851	30.5	–	204	J1001–5559	17	–	249	J1114–6100	7.6	–
160	J0843–5022	12.1	10.6	205	J1002–5919	6.1	–	250	J1115+5030	27.2	–
161	J0846–3533	8.5	–	206	J1003–4747	11.2	–	251	J1115–6052	16.4	44.6
162	J0849+8028	9.6	–	207	J1006–6311	18.9	–	252	J1116–2444	14.9	–
163	J0849–6322	9.4	–	208	J1012–5857	22.1	–	253	J1116–4122	28.2	–
164	J0855–3331	25.4	–	209	J1013–5934	7.4	–	254	J1117–6154	11.7	–
165	J0855–4658	14.3	–	210	J1015–5719	1.6	–	255	J1120–24	23.5	–
166	J0856–6137	14.7	–	211	J1016–5345	29.2	–	256	J1121–5444	12.3	–
167	J0857–4424	11.2	–	212	J1017+3011	7	–	257	J1123–4844	11.8	40.6
168	J0901–4624	7.6	24.1	213	J1017–5621	23.8	38.1	258	J1123–6102	15.9	–
169	J0902–6325	14	–	214	J1018–1642	20.7	–	259	J1123–6259	12.1	60.4
170	J0904–4246	18.1	–	215	J1020–5921	21	–	260	J1123–6651	6.4	–
171	J0904–7459	10.9	33	216	J1020–6026	3.5	–	261	J1126–2737	11	–
172	J0905–4536	3	–	217	J1032–5911	16.6	–	262	J1126–38	8.9	–
173	J0905–5127	19.6	–	218	J1034–3224	2.2	–	263	J1126–6054	13.9	–
174	J0905–6019	16.2	–	219	J1035–6345	27.4	–	264	J1126–6942	13.8	–
175	J0907–5157	6.9	26.1	220	J1036–4926	18.2	–	265	J1130–5826	14.6	–
176	J0908–1739	11.1	–	221	J1036–6559	20.2	–	266	J1130–6807	2.6	–
177	J0909–7212	9.1	–	222	J1038–5831	18.8	–	267	J1132+25	23.6	–
178	J0912–3851	19.2	–	223	J1041–1942	12.6	55.6	268	J1132–4700	7.2	–
179	J0919–6040	15.8	–	224	J1042–5521	17.7	–	269	J1132–5627	18	–
180	J0921+6254	17.9	–	225	J1043–6116	15	–	270	J1133–6250	1.8	–

Таблица 1. Продолжение

№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$
271	J1136-5525	8.6	—	316	J1252-6314	12	—	361	J1346-4918	10.3	—
272	J1136-6527	19.1	—	317	J1255-6131	20.8	—	362	J1347-5947	18.3	—
273	J1137-6700	2.8	—	318	J1255-62	1.9	—	363	J1349-6130	10.8	19.6
274	J1141-3107	12.4	—	319	J1257-1027	11.4	—	364	J1349-63	4.6	—
275	J1141-3322	8.2	—	320	J1259-6741	15.1	—	365	J1350-5115	25.1	—
276	J1142-6230	9	—	321	J1300-6602	6.8	—	366	J1352-6803	9.1	8.2
277	J1143-5158	22.6	—	322	J1305-6203	8.4	—	367	J1355-5153	30.5	—
278	J1143-5536	19.5	—	323	J1305-6455	6.9	—	368	J1355-5925	15.4	—
279	J1144-6217	16.1	—	324	J1306-6617	4.9	—	369	J1356-5521	9.8	—
280	J1146-6030	12.2	—	325	J1308-4650	9.8	—	370	J1357-62	6.5	—
281	J1152-6012	12.1	—	326	J1308-5844	22	—	371	J1358-2533	10.4	—
282	J1156-5707	10.5	14.7	327	J1311-1228	25.2	—	372	J1359-6038	15.5	—
283	J1156-5909	31.1	—	328	J1312-5402	10.7	—	373	J1401-6357	30	—
284	J1157-6224	6.4	—	329	J1312-5516	14.2	—	374	J1402-5021	12.6	—
285	J1159-6409	1.7	—	330	J1316-6232	1.3	—	375	J1403-6310	7.1	—
286	J1159-7910	15.8	—	331	J1317-6302	6.5	—	376	J1403-7646	10.7	—
287	J1202-5820	18.4	—	332	J1319-6056	14.8	—	377	J1405-5641	16.8	—
288	J1204-6843	16	—	333	J1319-6105	9.5	—	378	J1409-6953	10.2	—
289	J1210-5559	26.4	—	334	J1320+67	10.2	—	379	J1410-7404	65.7	—
290	J1210-6322	5.7	—	335	J1320-3512	9.2	—	380	J1412-6111	15.2	—
291	J1211-6324	11.9	—	336	J1320-5359	11.6	55.3	381	J1412-6145	6.1	—
292	J1214-5830	32.5	—	337	J1321+8323	10.4	—	382	J1413-6141	3.1	—
293	J1215-5328	7.2	—	338	J1321-5922	36.7	—	383	J1413-6222	3.3	—
294	J1220-6318	6	—	339	J1322-6241	23.9	—	384	J1413-6307	29.4	—
295	J1222-5738	39.1	—	340	J1326-5859	12.5	—	385	J1415-6621	17.2	—
296	J1223-5856	2.2	—	341	J1326-6408	10.8	—	386	J1416-5033	18.8	—
297	J1224-6208	16.7	—	342	J1326-6700	5.9	—	387	J1416-6037	9.6	—
298	J1225-5556	19.1	—	343	J1327-6222	17.8	—	388	J1418-3921	11.8	—
299	J1225-6035	53.5	—	344	J1327-6301	6.6	—	389	J1420-5416	18.2	—
300	J1225-6408	12.2	—	345	J1327-6400	1.6	—	390	J1423-6953	8.9	—
301	J1227-63	7.8	—	346	J1328-4357	17.9	—	391	J1424-5556	13.3	—
302	J1231-4609	9.6	—	347	J1328-4921	12.6	—	392	J1424-5822	10.7	44
303	J1232-4742	3	—	348	J1331-5245	8.9	—	393	J1424-6438	6.6	—
304	J1234-3630	16.3	—	349	J1332-3032	3.5	—	394	J1425-5723	18.3	—
305	J1235-54	5.4	—	350	J1333-4449	24.7	—	395	J1425-6210	19.1	—
306	J1236-5033	11.4	—	351	J1334-5839	11	—	396	J1427-4158	15.2	—
307	J1239+2453	14.8	—	352	J1335-3642	6.4	—	397	J1428-5530	15.5	—
308	J1239-6832	19.6	—	353	J1336-2522	12	—	398	J1430-5712	7.4	—
309	J1240-4124	34.1	—	354	J1338-6204	3.6	—	399	J1430-6623	19.4	—
310	J1243-5735	3.9	—	355	J1339-4712	19.2	—	400	J1434-5943	11	—
311	J1243-6423	30.9	—	356	J1339-6618	9.5	—	401	J1435-5954	8.4	43.9
312	J1244-6359	4.2	—	357	J1340-6456	11.6	—	402	J1439+7655	17.8	—
313	J1246+2253	18	—	358	J1341-6023	21	—	403	J1440-6344	13.3	—
314	J1248-6444	11.3	—	359	J1344-5855	6.6	—	404	J1443-5122	5.1	19.4
315	J1251-7407	20.7	—	360	J1345-6115	21.9	—	405	J1449-5846	10.4	—

Таблица 1. Продолжение

№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$
406	J1452-6036	6.3	—	451	J1532-56	5.8	—	496	J1559-5545	23.5	—
407	J1453-6413	14.6	—	452	J1534-4428	3.9	—	497	J1600-5044	9.4	—
408	J1456-6843	6.3	—	453	J1534-5334	16.2	—	498	J1600-5751	5.4	—
409	J1457-5122	11.4	—	454	J1534-5405	9	—	499	J1600-5916	4.8	—
410	J1457-5902	17.2	—	455	J1535-4114	11.9	58.6	500	J1602-5100	19.5	—
411	J1501-0046	17.7	—	456	J1535-4415	2.2	—	501	J1603-2531	16.1	—
412	J1502+4653	24.3	—	457	J1535-5848	19.3	—	502	J1603-2712	14.3	—
413	J1502-5653	23.4	—	458	J1536-30	15.8	—	503	J1603-3539	6.1	—
414	J1502-6128	8.4	—	459	J1536-3602	7.7	—	504	J1603-5312	10.6	—
415	J1504-5621	12	—	460	J1536-5433	7.7	47.1	505	J1603-5657	45.1	—
416	J1504-5659	15.5	—	461	J1537-4912	5.8	—	506	J1604-4718	15.1	—
417	J1505-25	21.7	—	462	J1537-5153	19.3	—	507	J1604-4909	17	—
418	J1506-5158	14	—	463	J1538-5621	17.6	—	508	J1604-7203	6.4	—
419	J1507-4352	21.6	19.2	464	J1538-5732	17.7	—	509	J1605-5257	5	—
420	J1507-5800	8	—	465	J1538-5750	2.2	—	510	J1607-0032	15.1	—
421	J1507-6640	46.7	—	466	J1539-4828	16.5	—	511	J1607-6449	11.6	—
422	J1509+5531	16.6	—	467	J1539-5626	8	—	512	J1609-1930	34.3	—
423	J1510-4422	5.4	—	468	J1539-6322	11	—	513	J1609-4616	22.5	—
424	J1511-5414	18.4	—	469	J1540-5736	13.5	—	514	J1610-1322	6.5	—
425	J1511-5835	4.1	—	470	J1542-5034	34.1	—	515	J1610-5006	1.9	—
426	J1512-5759	5.6	—	471	J1542-5133	16.9	—	516	J1611-4949	6.9	—
427	J1513-5739	18.9	—	472	J1542-5303	9.7	—	517	J1611-5209	46.3	—
428	J1513-6013	17	—	473	J1543+0929	1.7	—	518	J1611-5847	39.7	—
429	J1514-4834	23.4	—	474	J1543-0620	25.1	—	519	J1612-2408	16.9	—
430	J1514-5316	11.4	—	475	J1543-5459	4.4	—	520	J1612-49	1.8	—
431	J1517-4356	17.6	—	476	J1544-5308	10.4	—	521	J1612-5022	15.4	—
432	J1517-4636	20	—	477	J1546-5302	19.4	—	522	J1612-55	8.7	—
433	J1518-0627	10.1	—	478	J1547-0944	20.8	—	523	J1612-5805	21.8	—
434	J1518-3952	5.4	—	479	J1547-5750	6.3	—	524	J1613-4714	16.8	16.1
435	J1519-5734	3.8	—	480	J1547-5839	3.6	—	525	J1614+0737	28.4	—
436	J1519-6308	18.4	—	481	J1548-4927	20.2	—	526	J1614-3846	6.3	—
437	J1522-5525	26.9	—	482	J1548-5607	5	—	527	J1614-3937	9.2	—
438	J1522-5829	8.9	—	483	J1549+2113	32.6	—	528	J1615-4958	5.4	—
439	J1523-3235	8.7	—	484	J1549-4848	15	55.3	529	J1615-5444	14.8	—
440	J1524-5706	16	—	485	J1550-5242	19.3	—	530	J1615-5537	21.3	—
441	J1525-5417	66.4	—	486	J1551-4424	5.2	—	531	J1616-5017	14.5	—
442	J1525-5523	5.3	—	487	J1551-6214	19.4	—	532	J1617-4608	20.2	—
443	J1527-5552	15.5	—	488	J1553-5456	4.8	—	533	J1618-4723	8.6	—
444	J1528-4109	23	41.7	489	J1555-0515	30.8	—	534	J1621-5039	14.8	—
445	J1529-26	15.1	—	490	J1555-2341	11.8	—	535	J1621-5243	6.5	—
446	J1530-21	10.5	—	491	J1555-3134	9.4	—	536	J1622-3751	8.9	—
447	J1530-5327	10.9	—	492	J1557-4258	12	—	537	J1622-4332	13	—
448	J1530-6343	17.7	—	493	J1557-5151	3.9	—	538	J1622-4347	18.6	—
449	J1531-4012	18.4	—	494	J1558-5756	30.3	—	539	J1622-4802	3.9	—
450	J1532+2745	18.2	—	495	J1559-4438	9.5	—	540	J1622-4845	10.2	—

Таблица 1. Продолжение

№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$
541	J1623–0908	41.3	–	586	J1639–4604	9.7	–	631	J1658–4958	9.4	–
542	J1623–4256	7.7	–	587	J1640–4715	3.8	–	632	J1659–1305	5.6	–
543	J1623–4949	13.8	–	588	J1641–2347	6.9	16.8	633	J1700–3312	15.7	–
544	J1624+5850	14.3	–	589	J1643+1338	20.6	–	634	J1700–3611	14	29.8
545	J1624+8643	20.4	–	590	J1643–4505	7.8	–	635	J1700–4012	6.5	–
546	J1624–4411	2.9	–	591	J1643–4550	15.1	–	636	J1700–4422	6.1	–
547	J1624–4613	2.6	–	592	J1644–33	4.3	–	637	J1700–4939	4.4	–
548	J1625–4913	9.5	–	593	J1644–4559	21	–	638	J1701–3130	10.6	–
549	J1626–4537	9.4	–	594	J1645+1012	12.5	–	639	J1701–4533	4.7	–
550	J1626–6621	12.4	–	595	J1645–0317	31.3	–	640	J1702–4310	6.6	16.3
551	J1627+1419	7.4	–	596	J1646–5123	13.3	–	641	J1703–1846	20.7	–
552	J1627–4706	4	–	597	J1646–6831	10.1	–	642	J1703–3241	14.1	–
553	J1627–4845	2.2	–	598	J1647+6608	16.4	–	643	J1703–4442	17.5	–
554	J1627–49	3.8	–	599	J1647–3607	9	–	644	J1703–4851	14.4	–
555	J1627–51	16.5	–	600	J1648–3256	25.5	–	645	J1704–3756	8.9	–
556	J1627–5547	9	–	601	J1648–6044	12.9	–	646	J1704–5236	6	–
557	J1627–5936	1.9	–	602	J1649+2533	15.4	–	647	J1704–6016	1.6	–
558	J1628–4804	2	–	603	J1649–3805	5.1	–	648	J1705–3423	7.6	–
559	J1629+33	14.3	–	604	J1649–3935	9.9	–	649	J1705–3950	5.8	–
560	J1629+43	7.7	–	605	J1649–4349	2.7	–	650	J1705–4331	9.4	–
561	J1629–3825	23	–	606	J1650–1654	15.8	–	651	J1705–6135	5.5	–
562	J1630–4719	17.7	–	607	J1650–4126	14.8	–	652	J1706+59	14.9	–
563	J1631–4155	11.8	–	608	J1650–4502	12.3	32.8	653	J1706–4434	12.1	–
564	J1632–1013	12.4	–	609	J1651–1709	16.6	–	654	J1706–6118	46.5	–
565	J1632–4621	23.1	–	610	J1651–4246	3.3	12.6	655	J1707–4053	4.4	–
566	J1633–4453	8.8	–	611	J1651–5222	17.2	–	656	J1707–4341	18.6	–
567	J1633–5015	10.3	–	612	J1651–5255	7.9	–	657	J1707–4729	4	–
568	J1634–49	6.4	–	613	J1651–7642	9.3	45.4	658	J1708–3426	11.6	–
569	J1634–5107	7.8	–	614	J1652+2651	11	–	659	J1708–3641	4.5	–
570	J1634–5640	8.8	–	615	J1652–1400	8.2	36.7	660	J1708–4522	20.1	–
571	J1635+2418	16.2	–	616	J1652–2404	18.4	–	661	J1708–7539	15.1	–
572	J1635–1511	2.6	–	617	J1653–3838	13.5	–	662	J1709–1640	20.6	–
573	J1635–4944	4.2	–	618	J1653–4030	3.7	–	663	J1709–3626	8.2	–
574	J1635–5954	9.6	–	619	J1653–4105	6.7	–	664	J1709–4401	25.8	–
575	J1636–2614	24.1	–	620	J1653–4249	10.4	–	665	J1710–2616	5.7	9.2
576	J1637–4450	1.6	–	621	J1653–45	19.1	–	666	J1710–37	4.4	–
577	J1637–4553	13.3	–	622	J1654–2636	6	–	667	J1711–1509	25.9	–
578	J1638+4005	15.2	–	623	J1654–2713	14.5	–	668	J1711–4322	4.3	–
579	J1638–35	13	–	624	J1654–3710	17.1	–	669	J1711–5350	23.1	–
580	J1638–3815	5.9	–	625	J1655–3048	3	–	670	J1712–2715	2.5	–
581	J1638–4233	7	–	626	J1656+6203	15	–	671	J1713+7810	10.9	–
582	J1638–44	6.7	–	627	J1656–3621	11.9	–	672	J1714–1054	5	–
583	J1638–4725	3.4	–	628	J1657+3304	17.8	–	673	J1715–3859	4.2	–
584	J1638–5226	7.2	–	629	J1657–4432	11.7	–	674	J1716–3720	3.6	–
585	J1639–4359	10	–	630	J1658–47	5.2	–	675	J1716–4111	18.2	–

Таблица 1. Продолжение

№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$
676	J1716–4711	21.1	–	721	J1733–2533	6.8	–	766	J1745+1252	5.8	–
677	J1717–3425	9.7	–	722	J1733–2837	22.9	–	767	J1745–0129	33.2	–
678	J1717–3737	5.9	–	723	J1733–3716	3.7	–	768	J1745–2758	6.9	–
679	J1717–3953	1.8	–	724	J1733–4005	20	–	769	J1745–3040	10.7	–
680	J1717–4054	39.6	–	725	J1733–5515	8.4	51	770	J1745–3812	17.3	–
681	J1717–5800	6.6	–	726	J1734–0212	11.7	–	771	J1746+2540	18.6	–
682	J1718–41	4.7	–	727	J1734–2415	7.4	–	772	J1748–1300	12	–
683	J1718–4539	9.7	–	728	J1734–2859	7	–	773	J1748–30	3	–
684	J1719–2330	15.3	–	729	J1734–3058	14.4	–	774	J1749+5952	10.1	–
685	J1719–3458	11.5	–	730	J1735–0243	4.3	–	775	J1749–3002	4.1	–
686	J1719–4006	8.6	36.2	731	J1735–0724	11.6	–	776	J1749–4931	35.8	–
687	J1719–4302	18	–	732	J1737–3102	14.6	–	777	J1749–5417	8.6	–
688	J1720+2150	12.9	–	733	J1737–3555	15.2	–	778	J1749–5605	11.6	–
689	J1720–0212	3.5	–	734	J1738–2330	15.9	–	779	J1750–2438	22.5	–
690	J1720–1633	19.3	–	735	J1738–2736	15.8	–	780	J1750–28	21.3	–
691	J1720–2446	9	–	736	J1738–2955	4.3	–	781	J1750–3157	6.2	–
692	J1720–2933	10.8	79.9	737	J1738–3211	18.2	–	782	J1750–3503	3.6	–
693	J1720–3659	10.3	–	738	J1739+0612	9.8	–	783	J1751–3323	9.6	–
694	J1721–3532	2.6	–	739	J1739–1313	86.2	–	784	J1751–4657	22.2	–
695	J1722+35	9.4	–	740	J1739–2903	20.2	–	785	J1752+2359	23.1	–
696	J1722–3207	14.4	–	741	J1739–3131	3.3	–	786	J1752–2806	29	–
697	J1722–3632	6.2	–	742	J1739–3951	11.1	–	787	J1752–2821	19.2	–
698	J1722–3712	15.4	–	743	J1740+1311	9.7	–	788	J1753–2501	3.4	–
699	J1722–4400	20	–	744	J1740+27	16.5	–	789	J1753–38	18.1	–
700	J1723–3659	7.6	16.9	745	J1740–3015	38.6	–	790	J1754–3443	11.7	–
701	J1723–38	12.8	–	746	J1740–3327	13.5	–	791	J1754–3510	20.2	–
702	J1724–4500	19.7	–	747	J1741+2758	19.4	–	792	J1755–0903	12.6	–
703	J1725–0732	7.5	–	748	J1741+3855	12.5	–	793	J1755–1650	16.7	–
704	J1725–2852	9	–	749	J1741–2719	7.1	–	794	J1755–2521	20.6	–
705	J1725–3546	6.1	–	750	J1741–2733	9.4	–	795	J1755–2550	7.6	–
706	J1725–4043	8.3	–	751	J1741–3016	9.4	–	796	J1755–26	10.2	–
707	J1726–3635	2.7	–	752	J1741–34	11.7	–	797	J1755–2725	5.8	–
708	J1727–2739	6.5	–	753	J1741–3927	12.3	–	798	J1756–2435	10.1	–
709	J1728–0007	7.6	–	754	J1742–0203	8.6	–	799	J1756–25	13.1	–
710	J1728–3733	20.6	–	755	J1742–3957	4.9	–	800	J1757–1500	24.6	–
711	J1728–4028	4.2	–	756	J1742–4616	6.8	29.2	801	J1757–2223	24.2	–
712	J1730–2900	19.8	–	757	J1743–0339	15	–	802	J1758+3030	13	–
713	J1731–33	4.1	–	758	J1743–1351	9.9	–	803	J1758–2846	15	–
714	J1731–3322	4.6	–	759	J1743–35	10	–	804	J1759–1736	10.6	–
715	J1732–1930	12.7	–	760	J1743–4212	12.7	–	805	J1759–2205	26	–
716	J1732–3426	6.2	–	761	J1744–1610	24.4	–	806	J1759–2307	6.4	–
717	J1732–35	5.9	–	762	J1744–2335	16	–	807	J1759–24	5.1	–
718	J1732–4128	15.6	–	763	J1744–3130	22.2	–	808	J1759–2922	17.2	–
719	J1733–01	11.7	–	764	J1744–3922	18	–	809	J1759–3107	26.5	–
720	J1733–2228	6	–	765	J1744–5337	5.2	–	810	J1800+5034	17.4	–

Таблица 1. Продолжение

№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$
811	J1800-0125	9	—	856	J1812-2526	10.3	—	901	J1824-0132	6.3	—
812	J1801-0357	16.3	—	857	J1812-3039	14.6	—	902	J1824-1118	5.2	—
813	J1801-2920	10.1	—	858	J1813+1822	10.4	—	903	J1824-1350	13.6	—
814	J1801-3458	7.1	—	859	J1813+4013	19.5	—	904	J1824-1423	7.9	—
815	J1802+0128	15.1	—	860	J1813-2113	11.3	—	905	J1824-1945	39.4	—
816	J1802-0523	6.4	—	861	J1814-0521	13.6	—	906	J1824-2233	21	—
817	J1803-2712	6.4	32.6	862	J1814-0618	4	—	907	J1824-2328	16.7	—
818	J1803-3329	18	—	863	J1814-1649	9.5	—	908	J1825+0004	13.8	—
819	J1804-28	10.8	—	864	J1815+5546	14.4	—	909	J1825-1108	15.5	—
820	J1805+0306	11.5	—	865	J1815-1910	13.7	—	910	J1825-1446	6.2	—
821	J1805-0619	10.2	—	866	J1816-1729	12.4	73.5	911	J1827-0750	4.5	—
822	J1805-1504	2	11.1	867	J1816-2650	5.4	—	912	J1827-0958	2.7	—
823	J1805-2447	17.9	—	868	J1816-5643	6.1	—	913	J1828-0611	9.9	—
824	J1805-2948	11.8	—	869	J1817-0743	7.8	—	914	J1828-2119	9.1	—
825	J1806-1154	8	—	870	J1817-3618	13.9	—	915	J1829+0000	6	—
826	J1806-2125	5.3	—	871	J1817-3837	24	—	916	J1829-0734	10.3	—
827	J1807+0756	10.4	—	872	J1818-0151	13.9	—	917	J1829-1011	3.9	—
828	J1807-0847	8.8	—	873	J1818-1422	3.4	—	918	J1829-1751	10.6	—
829	J1807-2715	19.5	—	874	J1819+1305	7.4	—	919	J1830-0052	13.3	—
830	J1808+00	7.6	—	875	J1819-0925	15.1	—	920	J1830-0131	5.5	—
831	J1808-0813	13.4	—	876	J1819-1114	2.5	—	921	J1830-10	12.1	—
832	J1808-1020	13.7	—	877	J1819-1318	21.1	—	922	J1830-1059	26.7	41.5
833	J1808-1517	18.3	—	878	J1819-1510	4.8	—	923	J1830-1414	20.8	—
834	J1808-2057	6.3	—	879	J1819-37	9.6	—	924	J1831-04	22.1	—
835	J1808-3249	12.4	—	880	J1820-0427	18.9	—	925	J1831-0823	18.3	—
836	J1809-0119	19.2	—	881	J1820-0509	9.9	—	926	J1832+0029	21.7	—
837	J1809-0743	10.8	—	882	J1820-1346	3.5	—	927	J1832-0644	7.3	—
838	J1809-1429	21.1	—	883	J1820-1818	6.8	—	928	J1832-0827	16.8	—
839	J1809-2109	28.5	—	884	J1821+1715	12.1	—	929	J1832-1021	8.5	38.7
840	J1809-3547	2.7	—	885	J1821+4147	16.4	—	930	J1833-0209	5.9	—
841	J1810+0705	1.6	—	886	J1821-0256	10.1	—	931	J1833-0338	21.7	—
842	J1810-1709	2.2	—	887	J1821-1432	10.9	—	932	J1833-6023	13.1	—
843	J1810-1820	3.2	—	888	J1822+02	9.1	—	933	J1834-0010	9	—
844	J1810-5338	7.4	—	889	J1822+1120	16.9	—	934	J1834-0031	15.7	—
845	J1811-0154	15.4	—	890	J1822+2617	27.3	—	935	J1834-0426	1.8	—
846	J1811-1717	4.1	—	891	J1822-0719	16.3	—	936	J1834-0602	8.4	—
847	J1811-1736	1.3	—	892	J1822-0848	8.8	—	937	J1834-0731	2.3	—
848	J1811-2439	10.5	—	893	J1822-0902	13.6	—	938	J1834-09	2.1	—
849	J1811-4930	21	—	894	J1822-1400	8	—	939	J1834-1202	4.8	—
850	J1812+0226	23.7	—	895	J1822-2256	12.8	34.3	940	J1834-1710	10.5	—
851	J1812-15	17.2	—	896	J1822-4209	9.8	—	941	J1834-1855	11.6	—
852	J1812-1718	11.4	—	897	J1823+0550	7.3	—	942	J1835-0349	17.6	—
853	J1812-1733	1.8	—	898	J1823-0154	30.9	—	943	J1835-0643	3.2	—
854	J1812-20	2.7	—	899	J1823-1126	23.8	—	944	J1835-0847	4.6	—
855	J1812-2102	10.5	74.4	900	J1823-3106	20.1	44.6	945	J1835-09242	3.3	—

Таблица 1. Продолжение

№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$
946	J1835-0928	5.7	—	991	J1842-0415	11.7	—	1036	J1851+1259	36.4	—
947	J1835-0944	5	—	992	J1842-0800	13.7	—	1037	J1851-0029	9.7	—
948	J1835-0946	33.9	—	993	J1842-0905	10.6	—	1038	J1851-0053	24.6	—
949	J1835-1020	17.2	—	994	J1842-39	4	—	1039	J1851-0114	12.5	—
950	J1835-1106	12.7	44.3	995	J1843-0000	13.5	69.8	1040	J1851-0633	19.5	—
951	J1835-1548	9.4	—	996	J1843-0459	4.9	—	1041	J1852-0118	5.7	—
952	J1836+51	11.6	—	997	J1843-0510	11	—	1042	J1852-0127	3.2	—
953	J1836-0436	12.1	—	998	J1843-0702	17.4	—	1043	J1852-0635	2.8	—
954	J1836-1008	20	—	999	J1843-1507	18.5	—	1044	J1852-2610	7.4	—
955	J1836-11	5.4	—	1000	J1844+00	6.5	—	1045	J1853+0011	11.7	25.1
956	J1836-1324	7.1	—	1001	J1844+1454	14.4	—	1046	J1853+0505	2.7	—
957	J1837+0053	2.7	—	1002	J1844-0030	12.2	—	1047	J1853+0545	3.2	—
958	J1837+1221	24.1	—	1003	J1844-0244	6.6	—	1048	J1854+36	5.2	—
959	J1837-0045	11.8	—	1004	J1844-0302	20.8	—	1049	J1854-0524	14	—
960	J1837-0653	5.8	—	1005	J1844-0433	21.5	—	1050	J1854-1421	14	—
961	J1837-0822	11.7	—	1006	J1844-0538	7	—	1051	J1855+0307	19.1	—
962	J1837-1837	19.5	—	1007	J1845+0623	32.2	—	1052	J1855-0941	4.7	—
963	J1838+1523	4.9	—	1008	J1845-0434	11.7	—	1053	J1856+0102	13.4	—
964	J1838+1650	11.4	—	1009	J1845-0545	19.2	—	1054	J1856-0526	5.7	—
965	J1838-0107	6	—	1010	J1845-0635	8.4	—	1055	J1857+0057	6.1	—
966	J1838-1046	20.7	—	1011	J1845-0743	7.4	—	1056	J1857+0143	2.2	—
967	J1839-0223	10.6	—	1012	J1845-0826	12.1	—	1057	J1857+0212	10.5	—
968	J1839-0402	19.8	—	1013	J1845-1114	23.9	—	1058	J1857+0526	7.2	—
969	J1839-0436	8.1	—	1014	J1846+0051	11	—	1059	J1859+00	3.5	—
970	J1839-0627	10.1	—	1015	J1846-0749	12.7	—	1060	J1859+1526	17	—
971	J1839-0643	3.7	—	1016	J1846-07492	13.9	—	1061	J1859+7654	15.5	—
972	J1839-1238	21.9	—	1017	J1847-0402	12.3	—	1062	J1900+0634	11.7	—
973	J1840+0214	21.5	—	1018	J1847-0427	3.4	—	1063	J1900+30	18.1	—
974	J1840+5640	16.1	—	1019	J1847-0438	27.1	—	1064	J1900-0051	16.9	—
975	J1840-0445	4.8	—	1020	J1847-0605	12.3	—	1065	J1900-0134	17.8	—
976	J1840-0559	11.1	—	1021	J1848+0647	11.3	—	1066	J1900-0933	3.2	—
977	J1840-0809	15.9	—	1022	J1848+0826	5.5	—	1067	J1900-2600	5.6	—
978	J1840-0815	18.7	—	1023	J1848-0023	13.4	—	1068	J1900-7951	8.5	—
979	J1840-1207	21.4	—	1024	J1848-0123	10.5	—	1069	J1901+0156	12.8	—
980	J1841+0912	16.8	—	1025	J1848-0601	6.4	—	1070	J1901+0331	11.1	—
981	J1841-0157	9.8	—	1026	J1848-1150	17.8	—	1071	J1901+0716	9.5	—
982	J1841-0345	6.5	26.9	1027	J1848-1414	6.2	—	1072	J1901+1306	15.5	—
983	J1841-0425	12.2	31.6	1028	J1849+0409	28.8	—	1073	J1901-0312	4.6	—
984	J1841-1404	6.2	—	1029	J1849+2423	6.4	—	1074	J1901-0315	23.9	—
985	J1841-7845	5.2	—	1030	J1849-0317	11.3	—	1075	J1901-0906	17.8	—
986	J1842+0358	18.6	—	1031	J1849-0614	18.5	—	1076	J1901-1740	9	—
987	J1842+0638	9.7	—	1032	J1849-0636	32.9	—	1077	J1902+0556	15.7	—
988	J1842+1332	2	—	1033	J1850+0026	6.3	—	1078	J1902+0615	32	—
989	J1842-0153	9.1	—	1034	J1850+1335	17.9	64.3	1079	J1902+0723	5.2	—
990	J1842-0359	3	15.6	1035	J1850-0026	2	—	1080	J1902-1036	24.8	—

Таблица 1. Продолжение

№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$
1081	J1903+0135	23	—	1126	J1912+1036	8.3	—	1171	J1923+4243	13.1	—
1082	J1903+2225	14.9	—	1127	J1912+2525	23.5	—	1172	J1924+2040	5.3	—
1083	J1903–0258	5.5	—	1128	J1913+0446	15.1	—	1173	J1925+19	8.1	—
1084	J1903–0632	16.5	—	1129	J1913+0936	13.9	—	1174	J1926+0431	23.3	—
1085	J1903–0848	14.3	—	1130	J1913+1000	7.8	—	1175	J1926+1434	5	—
1086	J1904+0004	6	12.5	1131	J1913+1145	6.8	—	1176	J1926+1648	18.4	—
1087	J1904+1011	6	—	1132	J1913+1400	15.7	—	1177	J1926+1928	8.6	—
1088	J1904+33	7.7	—	1133	J1913+3732	16.6	—	1178	J1926–0652	3.6	—
1089	J1904–0150	18	—	1134	J1913–0440	27.6	—	1179	J1927+0911	25	—
1090	J1904–1224	17.8	—	1135	J1914+0219	12.6	68.4	1180	J1927+1852	10.4	—
1091	J1904–1629	29.1	—	1136	J1914+0631	15.4	—	1181	J1927+1856	4.3	—
1092	J1905+0600	7.6	—	1137	J1914+1122	15.6	—	1182	J1927+2234	9.6	—
1093	J1905+0616	28.1	—	1138	J1915+0227	7	—	1183	J1928+1923	5	—
1094	J1905+0709	6.1	—	1139	J1915+0738	48.5	—	1184	J1928+28	10.9	—
1095	J1905–0056	48.5	—	1140	J1915+0838	8.4	—	1185	J1929+00	12.3	—
1096	J1906+0641	6.2	—	1141	J1915+1009	26.7	—	1186	J1929+1844	14.2	—
1097	J1906+0649	12.2	—	1142	J1915+1410	7.7	—	1187	J1929+1955	10.1	—
1098	J1906+0746	72.4	—	1143	J1915+1647	19.4	—	1188	J1929+2121	27.4	—
1099	J1906+1854	6.3	—	1144	J1916+0748	1.5	—	1189	J1929+3817	5.6	—
1100	J1907+0249	6.7	—	1145	J1916+0844	9.2	—	1190	J1929+62	17.2	—
1101	J1907+0731	13.1	—	1146	J1916+0951	14.1	—	1191	J1929+66	12.4	—
1102	J1907+0740	16.4	—	1147	J1916+1030	9.5	—	1192	J1930+1316	21.5	—
1103	J1907+0918	36.1	—	1148	J1916+1312	18.5	—	1193	J1930–1852	13.1	—
1104	J1907+1149	29.7	—	1149	J1916+3224	14	—	1194	J1931+1536	7.2	—
1105	J1907+1247	14.7	—	1150	J1916–2939	11.6	—	1195	J1931+1952	21.9	—
1106	J1907+4002	9.7	—	1151	J1917+1353	14.8	58.7	1196	J1931+30	15.8	—
1107	J1907+57	10.3	—	1152	J1917+2224	6.8	—	1197	J1931–0144	8.7	—
1108	J1908+0457	8.3	—	1153	J1918+1444	25.6	—	1198	J1932+1059	11.9	21.3
1109	J1908+0500	35.5	—	1154	J1918+1541	8.9	—	1199	J1932+2020	4.2	—
1110	J1908+0734	7.5	—	1155	J1918–1052	23.8	—	1200	J1932–3655	16.3	—
1111	J1908+0909	11.5	—	1156	J1919+0021	20.3	—	1201	J1933+0758	18.3	—
1112	J1908+0916	5.1	—	1157	J1919+0134	11.2	—	1202	J1933+1304	17.5	—
1113	J1908+2351	16.6	—	1158	J1919+2621	21	—	1203	J1933+2421	11.6	—
1114	J1909+0007	28.8	—	1159	J1920+2650	16.4	—	1204	J1934+2352	10.1	—
1115	J1909+0254	17.4	—	1160	J1920–0950	9.9	—	1205	J1934+5219	7.5	—
1116	J1909+0749	14	—	1161	J1921+0812	41.4	—	1206	J1935+1159	3.8	—
1117	J1909+1102	16.2	—	1162	J1921+1419	9.2	—	1207	J1935+1616	24.8	—
1118	J1909+1450	6.7	—	1163	J1921+1948	3.6	—	1208	J1935+1745	26.5	—
1119	J1909+1859	11.6	—	1164	J1921+2003	9.5	—	1209	J1937+2544	6.4	—
1120	J1910+0225	6.9	—	1165	J1921+2153	17.7	—	1210	J1937+2950	7.7	—
1121	J1910+0728	10	—	1166	J1922+1733	12.4	—	1211	J1938+0650	31.9	—
1122	J1910+1231	19.6	—	1167	J1922+2018	8.3	—	1212	J1938+2213	8.9	—
1123	J1910–0112	8.6	—	1168	J1922+2110	19.1	—	1213	J1939+2449	11.2	—
1124	J1910–0309	12.1	—	1169	J1922+58	16	—	1214	J1940+0239	11.7	—
1125	J1911+1758	13.9	—	1170	J1923+1706	11.7	—	1215	J1940–2403	14.7	—

Таблица 1. Продолжение

№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$
1216	J1941+0121	4.1	—	1261	J2013+3845	3.6	—	1306	J2116+1414	12.1	—
1217	J1941+1026	17	—	1262	J2013-0649	14.4	—	1307	J2122+2426	7.9	—
1218	J1941+1341	10.1	—	1263	J2017+2043	15.4	—	1308	J2123+36	18.5	—
1219	J1941+4320	16.4	—	1264	J2017+5906	3.6	—	1309	J2123+5434	12.9	—
1220	J1941-2602	22.7	—	1265	J2017-2737	2.3	—	1310	J2124+1407	14.1	—
1221	J1942+1743	4.5	—	1266	J2018+2839	15.1	—	1311	J2127-6648	5.9	—
1222	J1942+3941	6.7	—	1267	J2019+72	2.5	—	1312	J2129+4119	15.1	—
1223	J1942+8106	21.9	—	1268	J2022+2854	13.4	—	1313	J2136-1606	11.2	—
1224	J1943+0609	12.9	—	1269	J2022+5154	10.8	—	1314	J2137+6428	18.2	—
1225	J1943-1237	26.2	—	1270	J2023+5037	15.4	—	1315	J2138+4911	6.9	—
1226	J1944+1755	5.8	—	1271	J2027+2146	11.6	—	1316	J2139+00	6	—
1227	J1944-1750	16.1	—	1272	J2027+4557	5.2	—	1317	J2139+2242	13	—
1228	J1945+1834	12.5	—	1273	J2027+7502	3.5	—	1318	J2145+21	17.9	—
1229	J1945-0040	8.1	—	1274	J2029+3744	15.9	—	1319	J2148-34	15	—
1230	J1946+1805	5.2	—	1275	J2030+2228	12.5	—	1320	J2149+6329	6.6	—
1231	J1946+2244	20.7	—	1276	J2030+55	9.8	—	1321	J2150+5247	8.2	—
1232	J1946-1312	15.7	—	1277	J2033-1938	15.2	—	1322	J2151+2315	5.2	—
1233	J1946-2913	24.6	—	1278	J2036+2835	21.7	—	1323	J2154-2812	38.8	—
1234	J1947+0915	14.1	—	1279	J2036+6646	9.5	—	1324	J2155+2813	21.8	—
1235	J1947-4215	11.1	—	1280	J2037+3621	7.5	—	1325	J2155-3118	19.3	—
1236	J1948+3540	8.4	—	1281	J2038+35	8.6	—	1326	J2155-5641	8.6	—
1237	J1948-27	18.8	—	1282	J2038+5319	14.9	—	1327	J2156+2618	17.8	—
1238	J1949+3426	4.5	—	1283	J2038-3816	21.3	—	1328	J2157+4017	7.5	—
1239	J1949-2524	27.1	—	1284	J2040+1657	6.3	—	1329	J2158-27	11.1	—
1240	J1951+4724	1.7	—	1285	J2040-21	11.2	—	1330	J2203+50	6	—
1241	J1953+1149	21.9	—	1286	J2043+7045	14.6	—	1331	J2205+1444	9.3	—
1242	J1953+2732	17.3	—	1287	J2044+28	15.4	—	1332	J2206+6151	4.1	—
1243	J1954+2923	14.7	—	1288	J2044+4614	3.7	—	1333	J2207-15	11.2	—
1244	J1954+3852	22.1	—	1289	J2045+0912	8.9	—	1334	J2208+5500	18.2	—
1245	J1954+4357	5.7	—	1290	J2046+1540	13	—	1335	J2209+22	24.6	—
1246	J1955+5059	24.1	—	1291	J2046+5708	11.6	—	1336	J2212+2933	9.8	—
1247	J1956+0838	7	—	1292	J2046-0421	25.9	—	1337	J2215+1538	29.7	—
1248	J1957-0002	19.9	—	1293	J2048+2255	9.8	—	1338	J2217+5733	6	—
1249	J2001+4258	21.5	—	1294	J2048-1616	12.9	—	1339	J2219+4754	25.2	—
1250	J2002+1637	10.8	—	1295	J2053-7200	5.8	26.9	1340	J2222+2923	8	—
1251	J2002+30	3.3	—	1296	J2054-39	15.3	—	1341	J2222+5602	6.2	—
1252	J2002+3217	10.1	—	1297	J2055+2209	21.1	—	1342	J2227+30	15.4	—
1253	J2002+4050	11.2	—	1298	J2055+3630	8.3	—	1343	J2228+6447	14	—
1254	J2006+4058	15.9	—	1299	J2102+38	10.3	—	1344	J2229+6205	7.6	—
1255	J2006-0807	3.6	—	1300	J2105+28	20.9	—	1345	J2234+2114	2.8	—
1256	J2007+0910	21.7	—	1301	J2108+4441	2.5	—	1346	J2241+6941	45.9	—
1257	J2008+2513	10.9	—	1302	J2108-3429	33.7	—	1347	J2242+6950	16.7	—
1258	J2010+2845	14.7	—	1303	J2113+2754	30.2	—	1348	J2243+1518	12.2	—
1259	J2012-2029	9.8	—	1304	J2113+4644	3.8	—	1349	J2244+63	12.1	—
1260	J2013+3058	25.2	—	1305	J2113+67	11.8	—	1350	J2248-0101	17	—

Таблица 1. Окончание

№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$
1351	J2251+24	11.7	—	1362	J2315+58	11.3	—	1372	J2333+6145	4.6	—
1352	J2253+1516	10	—	1363	J2317+2149	24.5	—	1373	J2338+4818	9.3	—
1353	J2257+5909	7	—	1364	J2319+6411	1.8	—	1374	J2343+6221	10.2	—
1354	J2257–16	26.5	—	1365	J2325+6316	5.4	—	1375	J2346–0609	11	59.7
1355	J2302+6028	19.3	—	1366	J2325–0530	19.6	—	1376	J2347+02	19.8	—
1356	J2305+3100	26.6	—	1367	J2326+6113	6.4	—	1377	J2351+8533	17.8	—
1357	J2305+4707	10.2	—	1368	J2326+6141	10	—	1378	J2352+65	5.6	—
1358	J2307+2225	15.3	—	1369	J2327+62	6.4	—	1379	J2354+6155	14.8	—
1359	J2308+5547	8.3	—	1370	J2329+4743	25.8	—	1380	J2354–22	16	—
1360	J2312+6931	14.9	—	1371	J2330–2005	29.8	—	1381	J2355+2246	8.9	—
1361	J2313+4253	14.8	—								

для выборки с $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$ и

$$\frac{n}{N(\beta_1)} = (0.311 \pm 0.036) \times \exp\left\{-\frac{(\beta_1 - (30.2 \pm 1.4))^2}{2(11.7 \pm 3.1)^2}\right\}. \quad (20)$$

для пульсаров с $P > 2 \text{ с}$.

Для выборки с $P > 2 \text{ с}$ намечается бимодальность в распределении углов β_1 . Статистическая достоверность наличия бимодальности также была оценена по критерию Колмогорова–Смирнова. Гистограмма сравнивалась с двумя гипотеза-

ми: 1) распределение может быть аппроксимировано единой функцией Гаусса (мономодальность); 2) распределение аппроксимировалось двумя функциями Гаусса (бимодальность). Сравнение гистограммы с гипотезой о мономодальности дает квантиль Колмогорова $\lambda = 0.49$, т.е. распределения значимо не отличаются с вероятностью $p = 0.97$. При сравнении гистограммы с бимодальной гипотезой мы получили $\lambda = 0.33$, что означает очень хорошее согласие с моделью. Визуально наблюдаемую бимодальность в распределении β_1 для $P > 2 \text{ с}$ следует еще раз проверить при увеличении числа пульсаров в

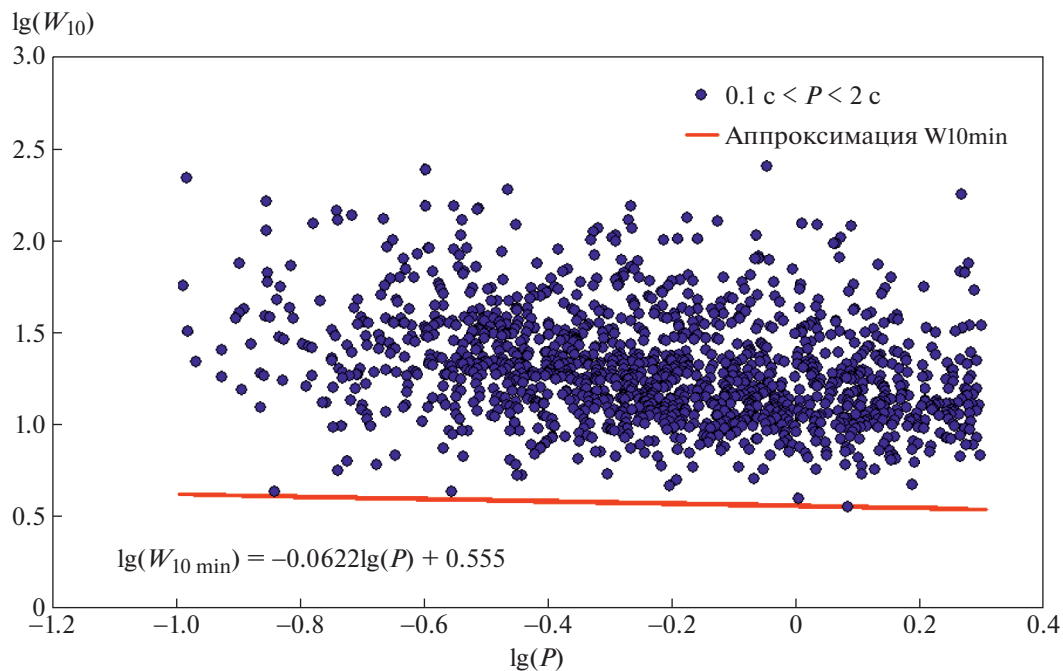


Рис. 4. Зависимость ширины импульсов пульсаров от периода для выборки с $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$.

Таблица 2. Значения углов β для выборки пульсаров с периодами $P > 2$ с

№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$	№	Name	$\beta_1, ^\circ$	$\beta_2, ^\circ$
1	J0021-0909	51.8	—	41	J1404+1159	36.3	—	81	J1839-0332	34.1	—
2	J0055+5117	20.6	—	42	J1414-6802	14.8	—	82	J1840-0840	8	—
3	J0111+6624	30	—	43	J1432-5032	2.9	—	83	J1842+0257	23.8	—
4	J0152+0948	20.5	—	44	J1444-5941	27.2	—	84	J1843-0211	18.3	—
5	J0157+6212	16.5	—	45	J1503+2111	1.9	—	85	J1843+2024	80.5	—
6	J0323+3944	30.2	—	46	J1512-5431	12.7	—	86	J1845-1351	24.9	—
7	J0343-3000	9.8	19.9	47	J1519-6106	54.5	—	87	J1846-4249	29.8	—
8	J0421-0345	73.6	—	48	J1527-3931	31.7	—	88	J1846-7403	3.6	—
9	J0528+2200	11.1	38.7	49	J1528-5547	21.2	—	89	J1848+0604	37.7	—
10	J0546+2441	45.8	—	50	J1615-2940	33	—	90	J1848+1516	6.3	—
11	J0600-5756	20.5	—	51	J1617-4216	29.6	—	91	J1848-1952	27.8	—
12	J0633-2015	33.6	—	52	J1625-4048	13.1	—	92	J1853+0853	27.7	—
13	J0648-27	21.7	—	53	J1629-3636	65.7	—	93	J1857-1027	9.1	—
14	J0737-3039B	24.3	—	54	J1634-4229	22.7	—	94	J1901+0511	29.8	—
15	J0738+6904	20	—	55	J1701-3726	19.1	—	95	J1910+0358	4.3	—
16	J0746-4529	32.3	—	56	J1707-4417	9.9	—	96	J1910+0714	48.4	—
17	J0804-3647	53.2	—	57	J1715-4034	15.1	—	97	J1912+2104	22.4	—
18	J0818-3232	51	—	58	J1732-3729	26.7	—	98	J1915+0752	53.1	—
19	J0847-4316	37.5	—	59	J1736-2457	20.2	—	99	J1917+0834	28	—
20	J0928+06	39.8	—	60	J1741-0840	19.8	58.9	100	J1919+1745	26.1	—
21	J0932-5327	28.2	—	61	J1741-2019	16.2	—	101	J1921-05	20.1	—
22	J0944+4106	21.8	—	62	J1741-21	11.1	—	102	J1945+1211	6.6	—
23	J1001-5939	24.1	—	63	J1743-3150	31.2	—	103	J1951+1123	69	—
24	J1012-2337	24.5	—	64	J1746+2245	20.2	—	104	J2004+3137	53.1	—
25	J1032-5206	30.1	—	65	J1749-2146	13.6	—	105	J2005-0020	32.6	40.8
26	J1049-5833	37.5	—	66	J1750-2043	6.5	—	106	J2015+2524	30	—
27	J1055-6905	26.5	—	67	J1754+5201	15.3	—	107	J2033+0042	13.9	—
28	J1059+6459	35.4	—	68	J1759-1029	6.1	—	108	J2037+1942	32.9	—
29	J1106-6438	58.7	—	69	J1802-3346	26.6	—	109	J2053+4718	32.2	—
30	J1119-7936	40.9	—	70	J1803-1857	58.6	—	110	J2111+2106	28.5	—
31	J1148-5725	36.2	—	71	J1808-2701	25.5	—	111	J2112+4058	23.4	—
32	J1210-6550	35.2	—	72	J1819-17	12.5	—	112	J2131-31	23.5	—
33	J1226-3223	33.8	—	73	J1824-0127	29.2	—	113	J2144-3933	62.9	—
34	J1236-0159	17.4	—	74	J1825-31	12	—	114	J2210+57	11.9	—
35	J1237-6725	55.9	—	75	J1826-1131	23.7	—	115	J2238+6021	42.4	—
36	J1245-6238	26.1	—	76	J1829+25	40	—	116	J2251-3711	66.9	—
37	J1303-6305	27.8	—	77	J1830-1135	17.3	—	117	J2321+6024	12.5	—
38	J1312-6400	43.3	—	78	J1831-1223	17.5	32.6	118	J2323+1241	28.2	—
39	J1314-6101	25.6	—	79	J1831-1329	23.5	—	119	J2324-6054	34.3	62
40	J1355-5747	34	—	80	J1835-0600	38	—				

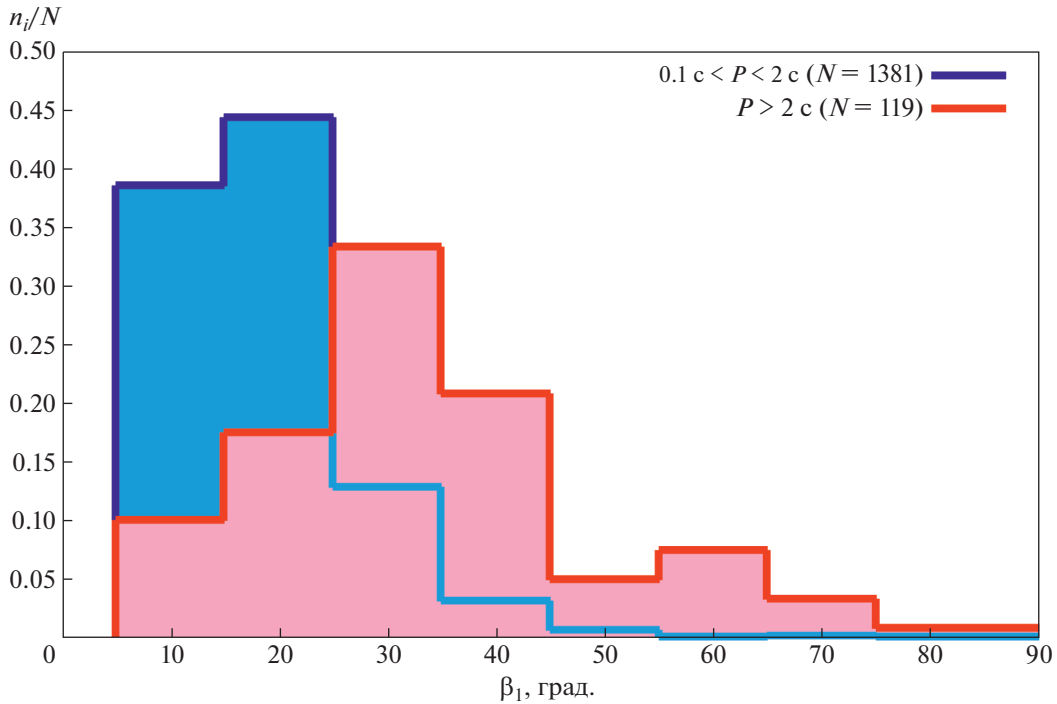


Рис. 5. Гистограммы распределения углов β_1 для выборок пульсаров с $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$ и $P > 2 \text{ с}$, нормированные на число N пульсаров в выборке.

этом интервале периодов. Следует подчеркнуть что наблюдаемые в настоящее время значения углов β_1 в двух максимумах ($30.0^\circ \pm 1.2^\circ$ и $62.9^\circ \pm 3.5^\circ$) не перекрываются с очень большой вероятностью (соответствующие дисперсии σ равны $10.8^\circ \pm 0.4^\circ$ и $6.0^\circ \pm 0.3^\circ$). Кроме того, квантиль для бимодального представления существенно меньше, чем для мономодального. Это означает, что бимодальное распределение значительно лучше соответствует полученным значениям β_1 . Для мономодального распределения с $P > 2 \text{ с}$ гауссиана описывается уравнением (20), а для бимодальной гипотезы можно использовать аппроксимацию:

$$\frac{n(\beta_1)}{N} = A_1 \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\beta_1 - m_1}{\sigma_1}\right)^2\right) + A_2 \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\beta_1 - m_2}{\sigma_2}\right)^2\right),$$

$$A_1 = 0.321 \pm 0.032, \quad m_1 = 30.0 \pm 1.2, \quad \sigma_1 = 10.8 \pm 0.4, \quad (21)$$

$$A_2 = 0.073 \pm 0.003, \quad m_2 = 62.9 \pm 3.5, \quad \sigma_2 = 6.0 \pm 0.3.$$

На рис. 8 и 9 показаны полученные зависимости $\langle W_{10} \rangle(P)$ для обеих выборок пульсаров

($0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$ и $P > \text{с}$). Для выборки с $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$

$$\lg h(\langle W_{10} [^\circ] \rangle(P)) = -0.088 \lg(P [\text{с}]) + 1.303, \quad (22)$$

что соответствует

$$\langle W_{10} \rangle = 20.1^\circ P^{-0.09}. \quad (23)$$

Для выборки с $P > 2 \text{ с}$

$$\lg(\langle W_{10} [^\circ] \rangle(P)) = -0.998 \lg(P [\text{с}]) + 1.559, \quad (24)$$

откуда:

$$\langle W_{10} \rangle = 36.2^\circ / P. \quad (25)$$

Так как число пульсаров в базе Джонстона и Керра [14] в несколько раз меньше объема базы ATNF, то кросс-сравнение каталогов привело к значительному сокращению объема анализируемых выборок. Дальнейший отсев поляризационных кривых в соответствии с упомянутыми выше критериями еще больше уменьшил объем выборок. В конечный анализ попали 93 пульсара для выборки с $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$ и 9 пульсаров для выборки с $P > 2 \text{ с}$. Решение уравнения 4-й степени дает вещественные корни не при любых значениях B, C и D , полученных из наблюдений, поэтому в конечный анализ вошли 70 пульсаров с $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$ и 6 пульсаров для выборки с $P > 2 \text{ с}$. Вычисленные этим способом значения углов β , полученные из решения уравнения (10), обозна-

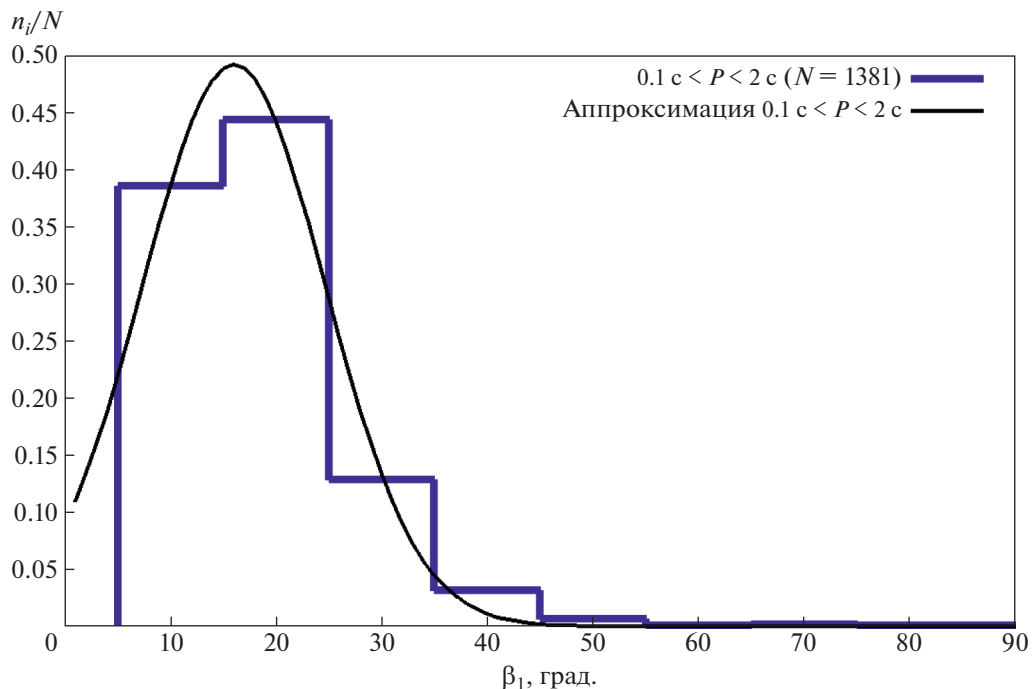


Рис. 6. Гистограмма распределения углов β_1 для выборки пульсаров с $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$, нормированная на число N пульсаров в выборке.

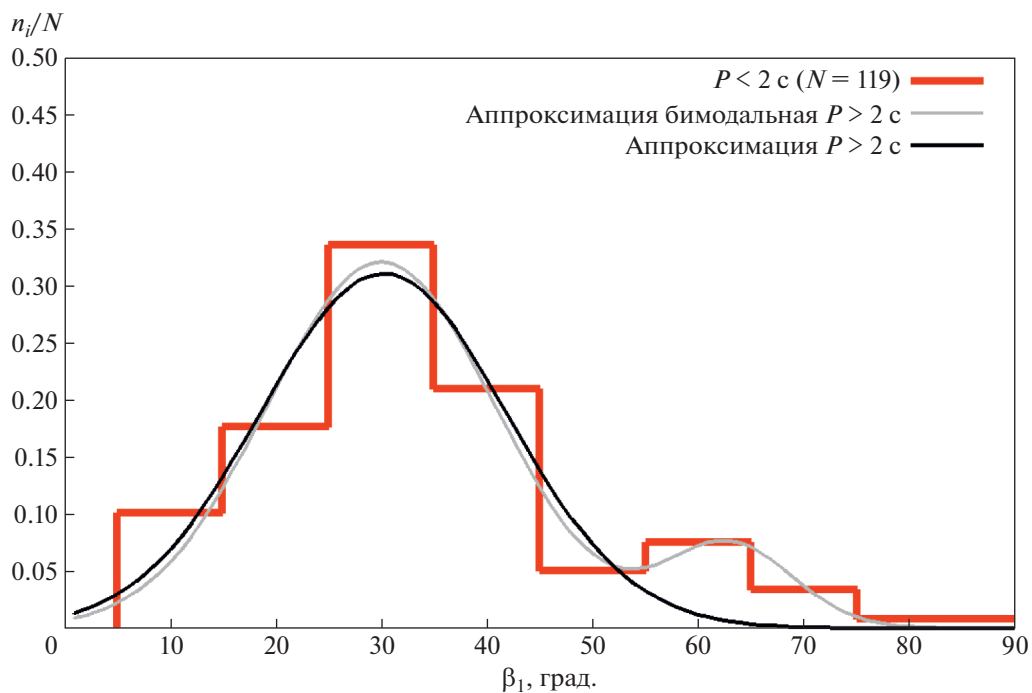


Рис. 7. Гистограмма распределения углов β_1 для выборки пульсаров с $P > 2 \text{ с}$, нормированная на число N пульсаров в выборке.

чены как β_2 . Для двух указанных выборок были построены гистограммы распределения углов β_2 , показанные на рис. 10. Для сопоставления стати-

стического различия двух полученных распределений был вновь использован критерий Колмогорова–Смирнова. Рассчитанное с помощью

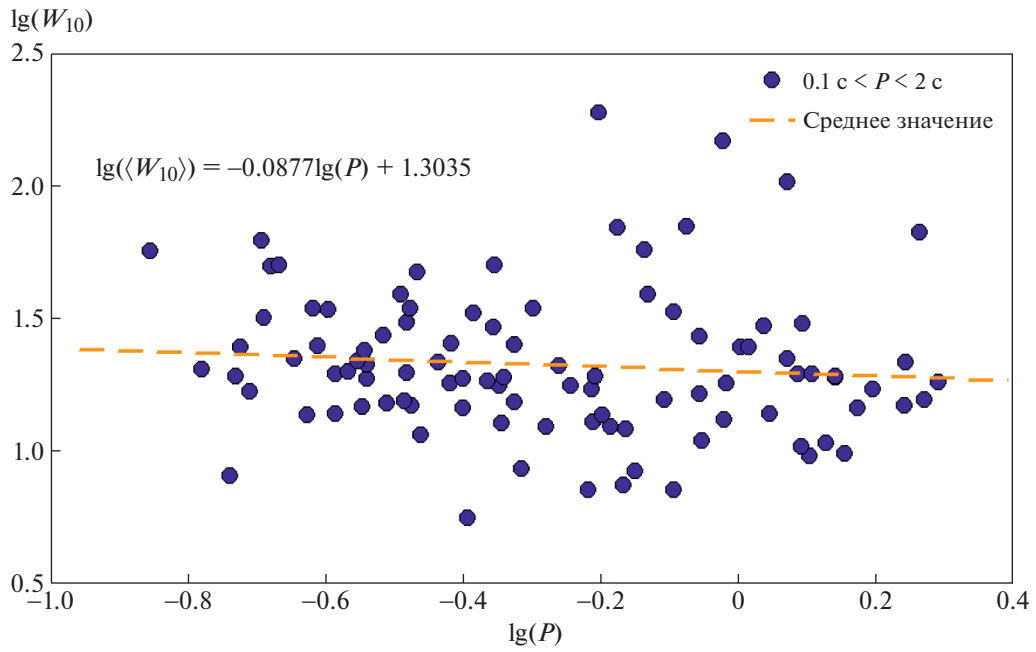


Рис. 8. Зависимость $\langle W_{10} \rangle$ от периода P для выборки с $0.1 \text{ c} < P < 2 \text{ c}$.

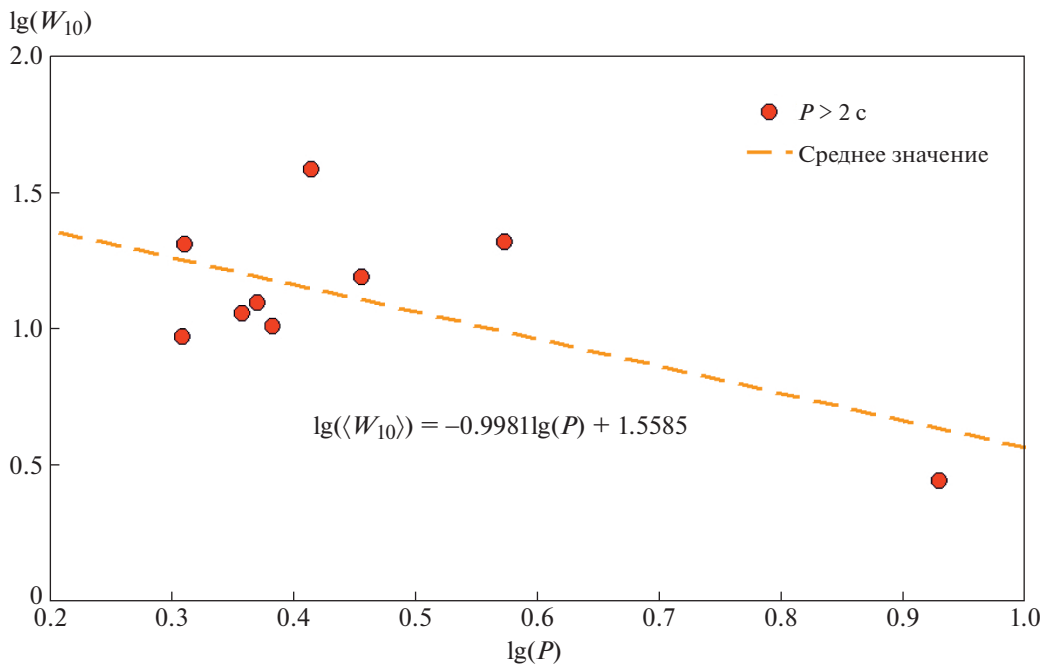


Рис. 9. Зависимость $\langle W_{10} \rangle$ от периода P для выборки с $P > 2 \text{ c}$.

формулы (18) значение квантиля Колмогорова $\lambda = 0.41$ показывает, что выборки β_2 для пульсаров с $0.1 \text{ c} < P < 2 \text{ c}$ и $P > 2 \text{ c}$ статистически не различимы с вероятностью $p = 0.996$. Возможно, что это связано с очень малым объемом выборки с $P > 2 \text{ c}$.

Для выборки с $0.1 \text{ c} < P < 2 \text{ c}$ в распределении углов β_2 визуально намечается бимодальность (см. рис. 11). Статистический анализ достоверности наличия бимодальности проводился по методике, описанной в предыдущем разделе. Для случая сравнения гистограммы с гипотезой о моно-

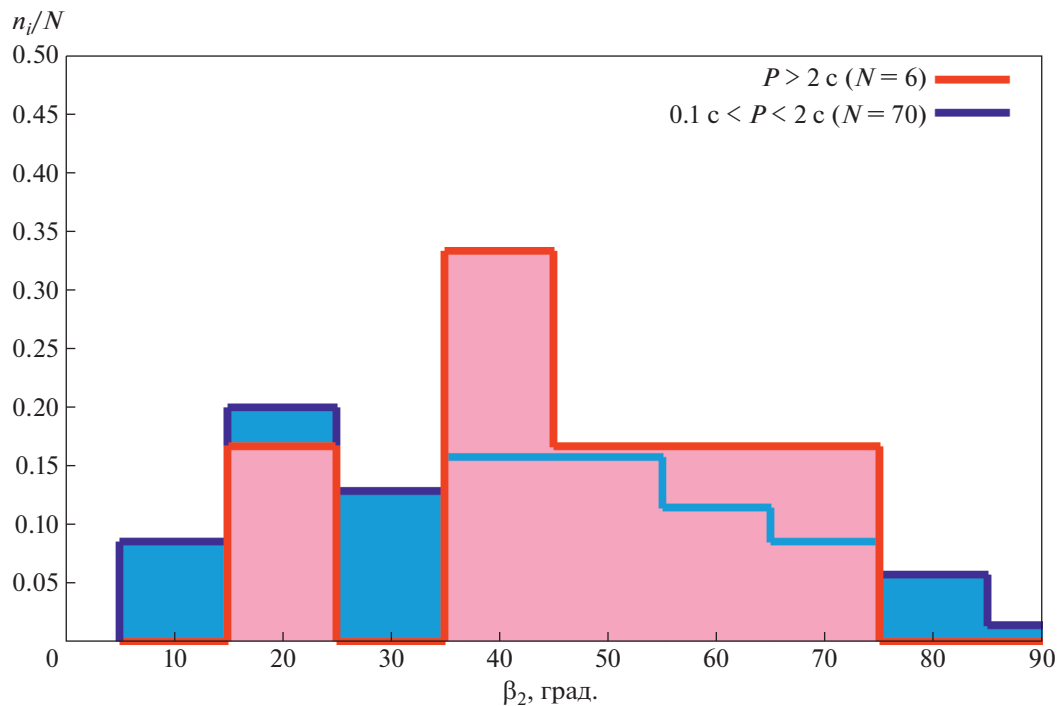


Рис. 10. Гистограммы распределения углов β_2 для выборок пульсаров с $0.1 \text{ c} < P < 2 \text{ c}$ и $P > 2 \text{ c}$, нормированные на число N пульсаров в выборках.

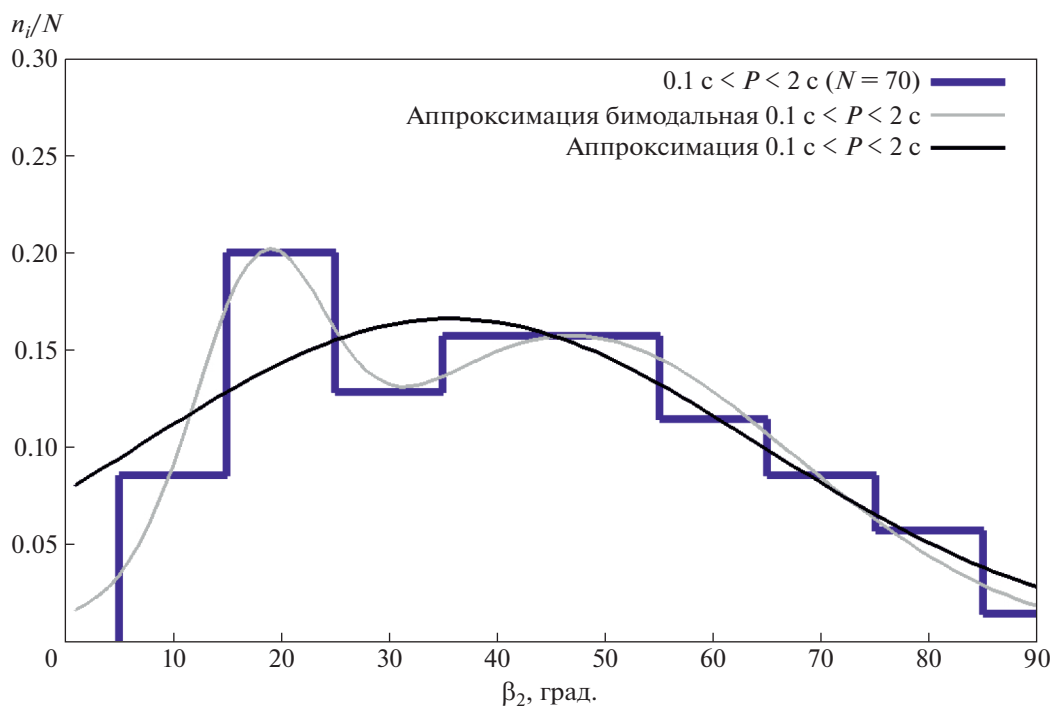


Рис. 11. Гистограмма распределения углов β_2 для выборки пульсаров с $0.1 \text{ c} < P < 2 \text{ c}$, нормированная на число N пульсаров в выборке.

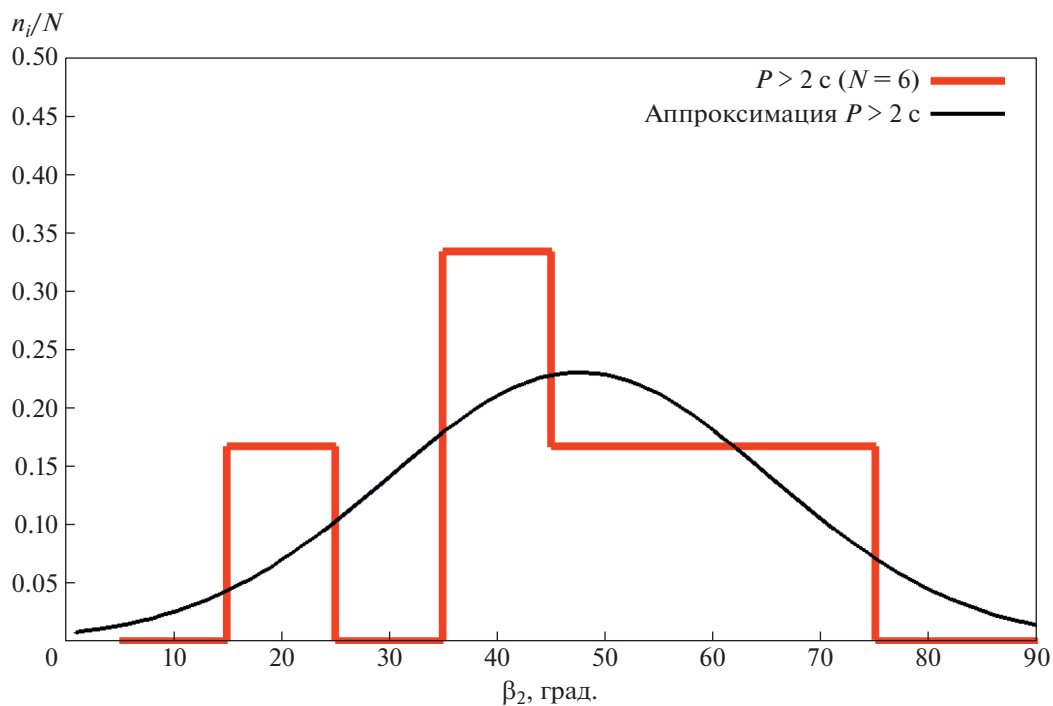


Рис. 12. Гистограмма распределения углов β_2 для выборки пульсаров с $P > 2$ с, нормированная на число N пульсаров в выборке.

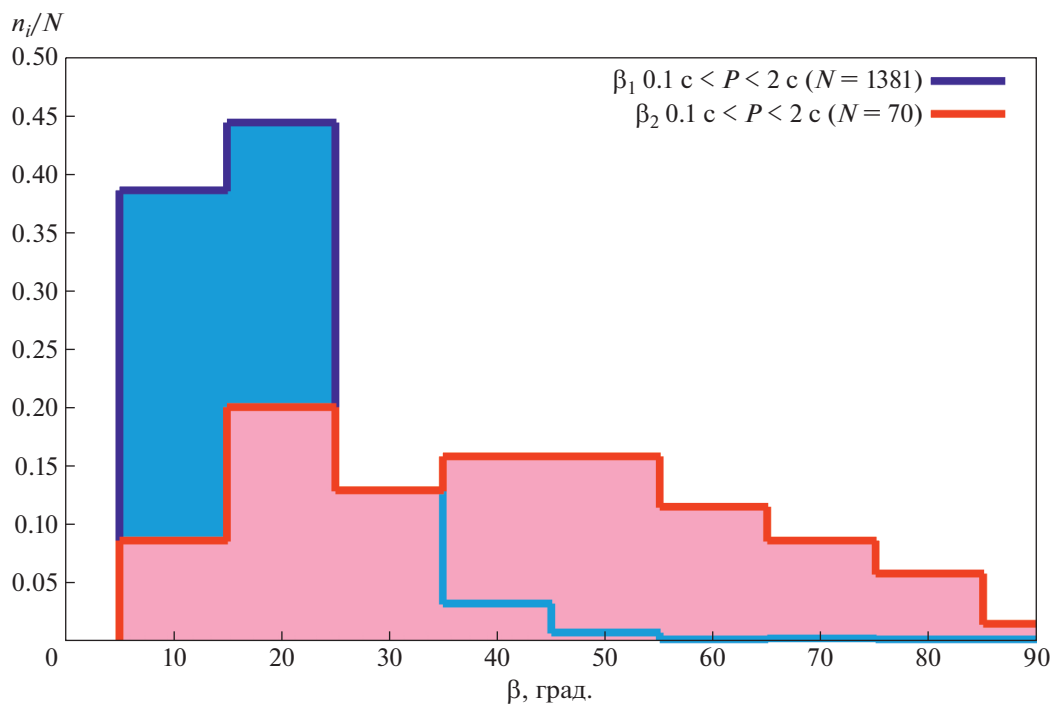


Рис. 13. Гистограммы распределения углов β_1 и β_2 для выборок пульсаров с $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$, нормированные на число N пульсаров в выборке.

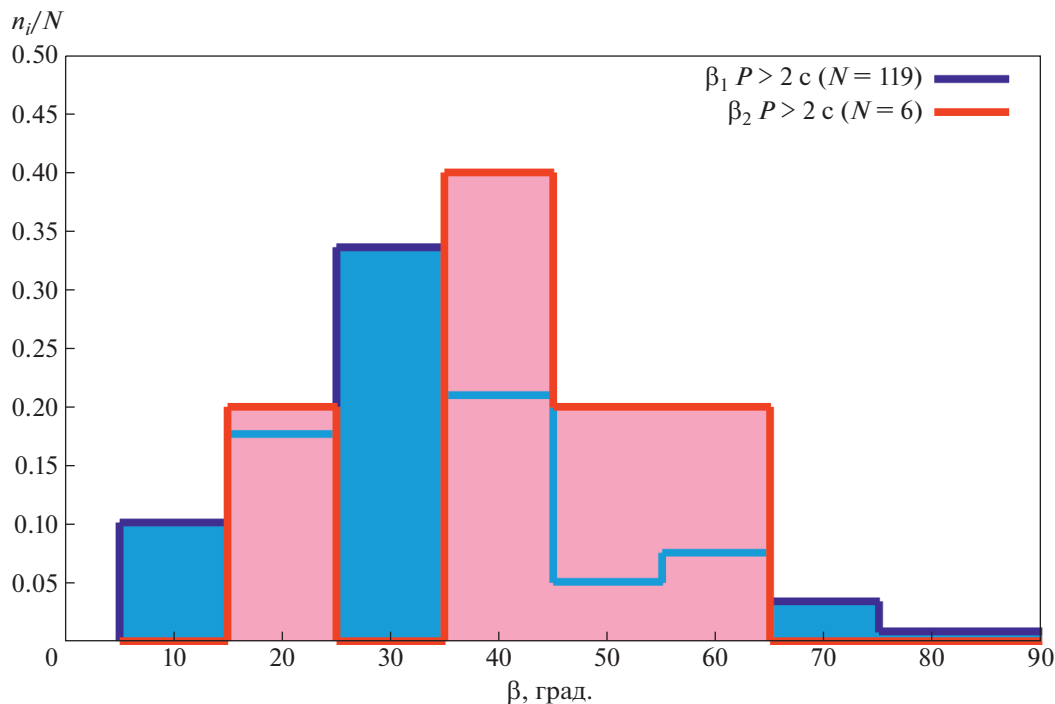


Рис. 14. Гистограммы распределения углов β_1 и β_2 для выборок пульсаров с $P > 2$ с, нормированные на число N пульсаров в выборке.

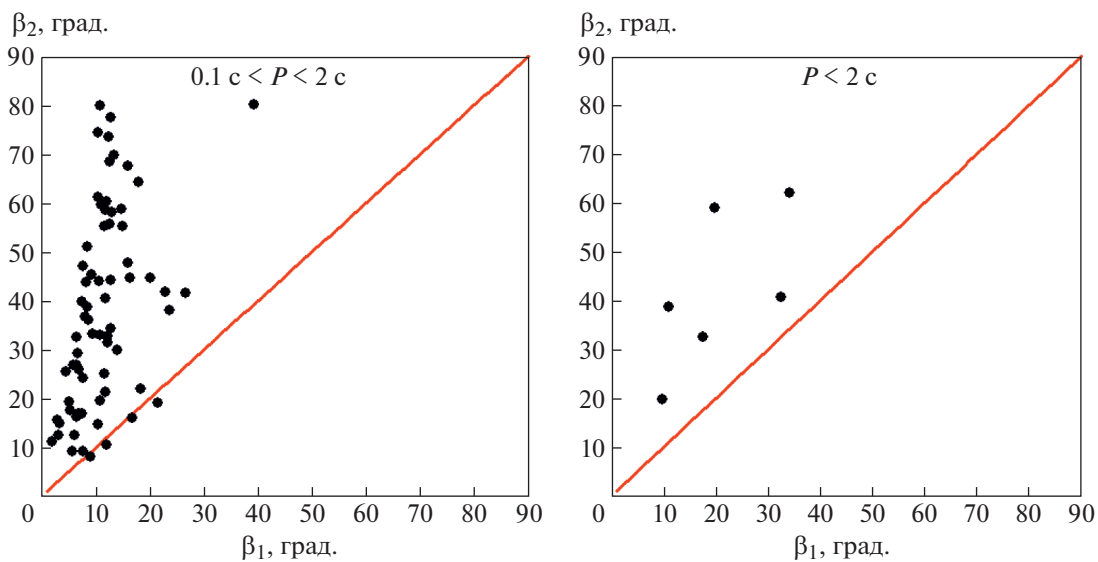


Рис. 15. Значения углов β_1 и β_2 для выборок пульсаров с $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$ и $P > 2 \text{ с}$.

модальности квантиль Колмогорова $\lambda = 0.34$, т.е. распределения значимо не отличаются. Таким образом, визуально наблюдаемая бимодальность в распределении β_2 для $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$ не подтверждается с точки зрения статистической значимости. Для мономодального распределения этой выборки $\langle \beta_2 \rangle = 35.6^\circ \pm 4.3^\circ$ ($\sigma = 28.8^\circ \pm 4.1^\circ$).

Аппроксимация функцией Гаусса распределения β_2 для выборки $P > 2 \text{ с}$ дает среднее значение $\langle \beta_2 \rangle = 47.6^\circ \pm 5.9^\circ$ ($\sigma = 17.8^\circ \pm 8.0^\circ$), что показано на рис. 12. На рис. 13 и 14 показаны распределения β_1 и β_2 для двух групп выборок. Статистический анализ по критерию Колмогорова–Смирнова показал, что для выборок пульсаров с

0.1 с < P < 2 с распределения β₁ и β₂ значимо различаются (λ = 2.45, p = 0.99999), а распределения β₁ и β₂ для объектов с P > 2 с статистическое различие невелико (λ = 0.80, p = 0.4559), что также может быть обусловлено малым объемом выборки источников с P > 2 с для β₂.

На рис. 15 приведены диаграммы β₁ – β₂ для обеих выборок. Биссектриса, показанная красной линией, определяет область на графике, где оба метода должны давать одинаковый результат. Как видно из полученных графиков, все значения β₂ больше соответствующих значений β₁ (за исключением четырех пульсаров, для которых в пределах ошибок их можно принять равными). Распределение β₁ заметно более узкое, чем β₂ (по величине σ для пульсаров с 0.1 с < P < 2 с почти в три раза).

Полученные на основе формулы (6) значения β₁ следует рассматривать как нижние пределы угла между осью вращения и вектором магнитного момента пульсара.

4. ДИСКУССИЯ. ВЫВОДЫ

Основной целью нашей работы была проверка возможности объяснить различное поведение двух групп пульсаров с периодами P > 2 с и 0.1 с < P < 2 с на диаграмме (dP/dt) – (P) различием угла наклона их магнитного момента к оси вращения. Такая возможность предлагалась в работе [1]. Проведенный нами анализ показал, что такого различия не наблюдается. Средние значения нижних оценок угла ⟨β₁⟩ = 30.2° для пульсаров с P > 2 с и 16.0° для объектов с меньшими периодами перекрываются с учетом их дисперсий (σ = 11.7° и 8.7° соответственно). То же можно сказать и о более точных оценках угла β ⟨β₂⟩ = 47.6° и 35.6°, σ = 9.5° и 10.2°. В обоих методах среднее значение угла β для пульсаров с более длинными периодами оказывается больше, что в соответствии с уравнением (2) должно скорее свидетельствовать об усилении в них магнитодипольного излучения. Поэтому необходимо искать другие причины наблюдаемого различия.

Мы сравнили роль двух механизмов торможения, связанных с пульсарным ветром и магнитотормозным излучением. Соответствующие потери углового момента описываются приведенными выше уравнениями (1) и (2). Отношение эффективностей каждого из механизмов определяется следующим выражением:

$$\xi = \frac{(6L_p c^3)^{1/2} P^2}{4\pi^2 BR_*^3 \sin^2 \beta} \quad (26)$$

Считая, что все характерные параметры пульсаров (L, B, R* и β) в двух рассматриваемых группах одинаковы, мы приходим к отношению:

$$\frac{\xi_2}{\xi_1} = \frac{P_2^2}{P_1^2} \quad (27)$$

Средние значения периодов для двух исследуемых групп равны приблизительно 2.5 с и 0.5 с. Это означает, что в долгопериодических пульсарах мощность потерь за счет пульсарного ветра должна быть в 25 раз выше, чем мощность магнитодипольных потерь. Как было показано в работе [1], это действительно наблюдается.

1. Проведенный анализ показывает, что распределение углов β по наблюдаемой ширине профиля импульса пульсара (β₁) подтверждает наличие статистической значимости различий в распределениях для выборок пульсаров с 0.1 с < P < 2 с (объем выборки N = 1381 пульсар) и P > 2 с (N = 119). При этом для выборки с 0.1 с < P < 2 с среднее значение ⟨β₁⟩ = 16.0° ± 0.2° (σ = 8.7° ± 0.3°), а для P > 2 с ⟨β₁⟩ = 30.2° ± 1.4° (σ = 11.7° ± 3.1°).

Визуально наблюдаемая бимодальность в распределении β₁ для выборки с P > 2 с имеет невысокую статистическую значимость по критерию Колмогорова–Смирнова. Однако квантиль Колмогорова для бимодального представления существенно меньше, чем для мономодального. Это означает, что бимодальное распределение лучше соответствует полученным значениям β₁.

2. Анализ с использованием величины максимальной производной позиционного угла поляризации дает распределения углов β₂, заметно отличающиеся от соответствующих распределений для β₁: ⟨β₂⟩ = 35.6° ± 4.3° (σ = 28.8° ± 4.1°) для выборки пульсаров с 0.1 с < P < 2 с (Np) и ⟨β₂⟩ = 47.6° ± 5.9° (σ = 17.8° ± 8.0°) для выборки с P > 2 с (N = 6). Распределения β₂ в двух выборках статистически не отличимы по критерию Колмогорова–Смирнова, что может быть связано с малым объемом выборки для P > 2 с. Намечающаяся бимодальность в распределении β₂ для выборки с 0.1 с < P < 2 с оказывается статистически незначимой по критерию Колмогорова–Смирнова.

3. Для выборок с 0.1 с < P < 2 с распределения β₁ и β₂ значимо различаются, а распределения β₁ и β₂ для выборок с P > 2 с статистически не различимы, что также может быть обусловлено малым объемом выборки с P > 2 с для β₂.

4. Все значения β₂ больше соответствующих значений β₁ или равны им (в пределах ошибок), подтверждая, что значения β₁ следует рассматри-

вать как нижние пределы угла β между осью вращения и вектором магнитного момента пульсара.

5. Обнаруженное ранее различное поведение радиопульсаров с периодами $P > 2$ с и $0.1 \text{ с} < P < 2$ с на диаграмме $(dP/dt) - (P)$ объясняется разной зависимостью от периода мощности потерь для пульсарного ветра и магнитодипольного торможения и значительно более быстрым уносом углового момента релятивистскими частицами в долгопериодических пульсарах.

Для подтверждения полученных в работе результатов, в частности, более определенных суждений о намечающихся бимодальностях в распределениях углов β необходимо расширение выборки пульсаров с периодами $P > 2$ с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *И. Ф. Малов, А. П. Морозова*, Астрон. журн. **99**(1), 29 (2022).
2. *A. K. Harding, L. Contopoulos, and D. Kazanas*, *Astrophys. J. Lett.* **525**, L125 (1999).
3. *J. P. Ostriker and J. E. Gunn*, *Astrophys. J.* **157**, 1395 (1969).
4. *А. Д. Кузьмин, И. М. Дагкесаманская*, Письма в Астрон. журн. **9**, 149 (1983).
5. *И. Ф. Малов*, *Астрофизика* **24**(3), 507 (1986).
6. *A. G. Lyne and R. N. Manchester*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **234**, 477 (1988).
7. *J. M. Rankin*, *Astrophys. J.* **352**, 247 (1990).
8. *И. Ф. Малов, Е. Б. Никитина*. Астрон. журн. **88**(1), 22 (2011).
9. *В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин*, *ЖЭТФ* **85**(2), 401 (1983).
10. *A. Philippov, A. Tchekhovskoy, and J. G. Li*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **441**, 1879 (2014).
11. *И. Ф. Малов*, *Радиопульсары* (М.: Наука, 2004).
12. *R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs*, *Astron. J.* **129**, 1993 (2005).
<https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>
13. *P. Манчестер, Дж. Тейлор*, *Пульсары* (М.: Мир, 1980).
14. *S. Johnston and M. Kerr*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **474**, 4629 (2018).

СОВРЕМЕННАЯ ЗВЕЗДНАЯ АСТРОНОМИЯ

© 2022 г. О. Ю. Малков^{1, *}, Е. В. Поляченко^{1, **}

¹ Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: malkov@inasan.ru

**E-mail: epolyach@inasan.ru

Поступила в редакцию 26.06.2022 г.

После доработки 08.08.2022 г.

Принята к публикации 08.08.2022 г.

Представлен аналитический обзор современного состояния проблем звездной астрономии. Он преимущественно базируется на докладах, сделанных на конференции “Современная звездная астрономия” (ГАИШ МГУ, август 2021).

Ключевые слова: звездная астрономия, звезды, динамика гравитирующих систем, строение Галактики, звездные скопления

DOI: 10.31857/S0004629922090092

1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе представлен аналитический обзор современных задач, стоящих перед звездной астрономией. Он создан, преимущественно, по материалам докладов, представленных на одиннадцатой конференции из цикла “Современная звездная астрономия”. Она была проведена 23–24 августа 2021 г. в ГАИШ МГУ, в рамках Всероссийской астрономической конференции ВАК-2021. Помимо ГАИШ МГУ организаторами ВАК-2021 выступили НСА РАН и Астрономическое общество.

Сайт конференции ВАК-2021: <https://www.vak2021.ru/>.

Обзор организован следующим образом: в разделе 2 рассмотрены звезды, в разделе 3 — динамика гравитирующих систем, в разделе 4 — строение Галактики, и в разделе 5 — звездные скопления. В последнем разделе приведены заключительные замечания.

2. ЗВЕЗДЫ

Две формы аккреции межзвездного газа при формировании одиночных звезд обсуждались в докладе Т.Р. Абдульмянова (КГЭУ). В работе рассматриваются механизмы звездообразования и формирования экваториального газопылевого диска протозвезд. Вязкая динамика межзвездного вещества газопылевых дисков определяется, в основном, возмущениями плотности вещества при аккреции газа на равновесное ядро протозвезды. При помощи модели пульсационных возмущений плотности газопылевой оболочки про-

тозвезды и уравнения Навье–Стокса получены формулы динамической вязкости Кеплеровых и почти Кеплеровых дисков. Показано, что в режиме неустойчивого равновесия оболочки начинается аккреция газа на ядро протозвезды. В режиме устойчивого равновесия происходит фрагментация газопылевой оболочки и экваториального диска протозвезды. В кольцеобразных фрагментах диска начинается процесс формирования “зародышей” планет и начинается аккреция на “зародыши” планеты. Численным интегрированием системы уравнения Навье–Стокса и уравнения неразрывности получены профили плотности экваториальных дисков протозвезд. Определено характерное время аккреции межзвездного вещества на ядро протозвезды [1].

Доклад Н.А. Масленниковой (ГАИШ МГУ) был посвящен подтверждению симбиотической природы звезды CSS 1102 на основании спектральных и фотометрических наблюдений, проведенных в КГО ГАИШ. Были представлены результаты спектральных и фотометрических наблюдений малоизученной S-звезды CSS 1102. Анализ спектров, полученных 31.08.2020 и 28.10.2020 на спектрографе TDS 2.5-м телескопа КГО ГАИШ, позволил классифицировать CSS 1102 как симбиотическую звезду. В спектре звезды наблюдались не только эмиссионные линии Бальмеровской серии водорода, но и линии HeI, а также слабые запрещенные линии [NeIII]. В спектре поглощения присутствовали молекулярные полосы TiO (λ 7054 Å, 5847 Å и др.), ZrO (λ 6473 Å, 6345 Å и др.) и YO (λ 6132 Å). Спектральное распределение энергии с достаточной

точностью моделируется системой, состоящей из холодного компонента — циркониевой звезды спектрального класса S4.5/2 ($T_{\text{eff}} \sim 3400$ K), туманности с $T_{\text{eff}} \sim 10\,000$ K и аккреционного диска ($T_0 = 20\,000$ K, $R_{\text{in}} = 0.008R_{\odot}$ и $R_{\text{out}} = 0.4R_{\odot}$). Отсутствие линий ионов с высокими потенциалами ионизации позволило получить лишь оценку температуры горячего компонента $40\,000 < T_{\text{hot}} < 55\,000$ K. Средняя лучевая скорость холодного компонента CSS 1102 составила 94 ± 20 км/с. Фотометрический мониторинг, проведенный 01.09.2020 в полосе *B* на 60-см телескопе RC600 КГО ГАИШ, показал, что у CSS 1102 наблюдается фликкер-эффект, редкое явление у симбиотических звезд. Характерная величина и время изменения блеска составляют $0.043^m \pm 0.010^m$ и 37 мин соответственно. Если эта переменность связана с аккреционным диском, то относительное изменение потока от него достигают $\sim 20\%$.

Е.А. Михайлов (МГУ) обсуждал в своем докладе батарею Бирмана как источник космических магнитных полей. В настоящий момент существование магнитных полей у таких космических объектов, как Солнце, другие звезды, галактики и т.д. надежно установлено и практически не вызывает сомнений. Оно подтверждено как наблюдательными данными, так и теоретическими моделями. Как правило, теоретическое исследование магнитных полей ведется в рамках теории динамо, которая объясняет их генерацию за счет совместного действия альфа-эффекта и дифференциального вращения. Вместе с тем механизм динамо не дает возможности объяснить рост магнитного поля в отсутствие некоторых начальных полей. Одним из способов объяснения их возникновения может служить батарейный механизм Бирмана. Он связан с тем, что поток заряженных частиц (протонов и электронов) от центрального объекта подхватывается вращающейся средой. Вместе с тем, ввиду того, что протоны и электроны имеют одинаковые заряды и различные массы, возникает ненулевой кольцевой ток, который порождает магнитное поле. Подобный механизм может объяснять зарождение магнитных полей в галактиках, аккреционных дисков компактных объектов. Особый интерес представляет возникновение магнитных полей в окрестности переменных звезд. В представленной работе в рамках представлений, связанных с механизмом Бирмана, записаны уравнения движения частиц, получены выражения для кольцевых токов и порождаемых ими магнитных полей. Показано, что структура магнитного поля описывается при помощи интегрального уравнения, которое представляет с математической точки зрения пример некорректной задачи. По этой причине его решение требует применения регуляризую-

щих алгоритмов. В ходе решения получена структура магнитного поля, оценена его величина для различных соотношений между параметрами, соответствующих тем или иным объектам [2].

Магнитным полям химически пекулярных звезд в ассоциации Orion OB1 был посвящен доклад И.И. Романюка. Были представлены результаты измерения магнитного поля 56 (50 Vp и 6 Ap) химически пекулярных звезд (CP-звезд) в ассоциации Orion OB1. Обнаружено 32 магнитных звезды в ассоциации. Это 57% среди CP-звезд, что в несколько раз больше, чем обычные 25% для холодных Ap-звезд. Также было определено, что доля химически пекулярных звезд относительно нормальных в ассоциации падает с возрастом в интервале от 2 до 10 Муг. Доля магнитных звезд относительно химически пекулярных также падает с возрастом в тех же интервалах. Возможно, что молодые звезды обладают мелкомасштабной структурой магнитного поля, которая распадается с возрастом и ее вклад в общее результирующее магнитное поле уменьшается. В целом полученные результаты поддерживают теорию реликтового происхождения магнитного поля у химически пекулярных Ap/Vp звезд.

А.С. Склянов (КФУ) доложил о вспышечной активности NY Ser и мультипериодических процессах на разных ее стадиях в 2014 и 2016 г. В работе приведены результаты кампаний по наблюдениям карликовой новой звезды NY Ser, которые проводились в 2014 и 2016 г. Всего были получены данные по 126 ночам наблюдений в 2014 г., которые включают 20 нормальных вспышек и одну сверхвспышку, и по 22 ночам в 2016 г., охвативших 5 нормальных вспышек. По форме кривых нормальных вспышек было показано наличие у данной системы вспышек как типа “outside-in”, так и типа “inside-out”. На разных стадиях вспышечной активности (спокойное состояние, вспышки и сверхвспышка) NY Ser показывала колебания блеска с разными периодами. В спокойном состоянии и нормальных вспышках доминировал орбитальный период $0.097558(6)^d$. Во время сверхвспышки были выделены две стадии эволюции сверхгорбов: стадию роста приливной неустойчивости аккреционного диска (А) и стадию развитых сверхгорбов (В). Стадия А для NY Ser была выделена впервые, однако ее продолжительность и период однозначно не определены. На стадии В были зарегистрированы положительные сверхгорбы со средним периодом $0.10464(9)^d$ и избытком периода $\epsilon = 0.072$, и впервые обнаружены отрицательные сверхгорбы со средним периодом $0.0938(1)^d$ и дефицитом периода $\epsilon = -0.038$.

С.А. Трушкин (САО РАН) доложил о многолетних многочастотных исследованиях вспышечной активности микроквazarов. В результате многолетнего мониторинга на РАТАН-600 в рамках программы исследований ярких рентгеновских двойных звезд в различных диапазонах электромагнитного спектра осуществлены поиск и детальное изучение корреляций между переменным рентгеновским, радио- и гамма излучением, что является ключевым моментом для понимания процесса формирования струйных выбросов из аккрецирующего на черную дыру (или нейтронную звезду) вещества. С апреля 2019 г. использовался режим многоазимутальных измерений на антенной системе “Южный сектор с плоским отражателем”, когда в течение 5–6 ч около кульминации источника проводилось по 31 измерению плотностей потоков на частотах 4.7, 8.6, 15 и 30 ГГц несколько гигантских вспышек Cygnus X-3, ярких вспышек SS 433 и GRS 1915+105. В январе 2020 г. Суг X-3 перешел в гипермягкое рентгеновское состояние, выход из которого в начале февраля привел к самой яркой радиовспышке за всю историю его наблюдений. Плотность потока Cygnus X-3 увеличилась от 5 мЯн до 20 Ян на частоте 4.7 ГГц и до 22 Ян на 2.3 ГГц за 2–3 дня. В многоазимутальных наблюдениях на первичной фазе был зарегистрирован линейный рост потока на временах от 1 до 5 ч. Сравнив данные космических гамма телескопов (Swift, AGILE и FERMI) и рентгеновских установок MAXI и NICER на МКС, авторы обнаружили, что вспышечные события от радио- до гамма диапазона взаимосвязаны, что является отражением причинной связи физических процессов в аккреционном диске и в струйных выбросах. Спектральные и временные зависимости эволюции вспышек позволяют моделировать синхротронное излучение микроквazarов на основе изменения объема струйных выбросов, величины их магнитного поля и режима генерации и поглощения радиоизлучения от релятивистских электронов. Радиовспышки микроквзара GRS 1915+105, как явное проявление новой струйной активности, всегда носят характер реакции на изменение условий генерации рентгеновского излучения в аккреционном диске (MAXI) и в короне (Swift). Подробно, на протяжении более 60 орбитальных периодов исследовались периодические радиовспышки от рентгеновской двойной с ярким гамма излучением LSI+61d303. Несомненно, характер этих вспышек кардинально меняется в зависимости от сверхорбитального 4.6-летнего периода.

Доклад О.Ю. Малкова (ИНАСАН) был посвящен поиску широких двойных систем с разновозрастными компонентами. Все возможные механизмы образования двойных систем приводят к созданию пары с компонентами одинакового

возраста. Единственное исключение, захват – явление, как предполагается, достаточно редкое. Однако в густонаселенных областях (в самых плотных звездных скоплениях и в ядре Галактики) вероятность образования двойной системы захватом возрастает. В докладе рассматривалось несколько возможных методов сравнить возраст компонентов широкой (т.е. не испытывающей обмена массами ни сейчас, ни в прошлом) двойной, а также были представлены несколько кандидатов на роль двойных систем с разновозрастными компонентами. Их эволюционный статус требует дальнейшего изучения.

Визуальные двойные звезды с известными орбитами в Gaia EDR3 обсуждались в докладе Д.А. Чулкова (ИНАСАН). Алгоритмы, использованные для создания каталога Gaia EDR3, действуют в предположении, что звезды являются одиночными. Вместе с тем имеющиеся данные Gaia оказываются ценными и для изучения двойных и кратных звезд. Визуальные двойные звезды с известными орбитами представляют особый интерес, так как позволяют определить звездные массы с помощью 3-го закона Кеплера. Согласно данным 6-го каталога орбит визуальных двойных звезд (ORB6) на текущий момент орбитальные элементы известны приблизительно для 3 тысяч звездных пар. В рамках исследования проведена кросс-идентификация каталога ORB6 с Gaia EDR3, позволившая снабдить объекты каталога ORB6 параллаксами и оценить их динамическую массу. Приблизительно для полутысячи объектов независимо определены параллаксы двух компонентов двойной. Поскольку компоненты гравитационно связаны, сравнение измеренных параллаксов позволяет установить ограничения на точность данных Gaia. Для ряда объектов, входящих в ORB6, имеющиеся решения не содержат параллаксов. Иногда в таких случаях удается оценить параллакс с помощью “третьего света” – далекого компонента визуальной двойной, выделенного из звезд фона благодаря собственному движению.

Е.В. Рубцов (ГАИШ МГУ) рассказал о проекте VOXastro Stellar Libraries: от оптики до ИК. Для изучения звездного состава галактик чаще всего применяется метод попиксельного приближения наблюдаемого спектра моделями в широком диапазоне длин волн (fullspectrum fitting). Метод определяет параметры кинематики и свойства звездного населения на основе библиотек моделей звездных населений. Наиболее популярные на сегодняшний день эмпирические модели (MILES, PEGASE) ограничены только оптическим диапазоном. А в ближайшем будущем ожидается большой поток новых спектральных данных в ближнем ИК диапазоне с лучшим спектральным разрешением (с перспективных обсерваторий JWST, Euclid, WFIRST и др.), что потребует новые модели звезд и звездных населе-

ний. Для решения этих задач был создан проект VOXastro-SL, в рамках которого были собраны, переобработаны и проанализированы оптические звездные спектры из двух общедоступных библиотек UVES-POP и INDO-US. Дополнительно к ним были проведены наблюдения ~1300 звезд (с максимальным покрытием пространства параметров) на ИК спектрографе FIRE на 6.5-м телескопе Magellan-Vaade (библиотека LCO-SL). Для обработки спектральных данных были разработаны специализированный программный пакет (pipeline) и алгоритм теллурической коррекции. А для анализа обработанных спектров наборами моделей был реализован алгоритм дискретной минимизации, во время работы которого одновременно определялись “непрерывные” кинематические параметры ($v, v \sin i$) и “дискретные” параметры атмосфер звезд ($T_{\text{eff}}, \log g, [\text{Fe}/\text{H}], [\alpha/\text{Fe}]$). Таким образом, результаты проекта могут использоваться как для изучения отдельных звезд, так и для создания на их основе эмпирических и полуэмпирических (с добавлением синтетических спектров) моделей звездных населений и дальнейшего изучения свойств звездных населений галактик в оптическом и ближнем ИК диапазонах.

Доклад П.В. Пахомовой (ИНАСАН) был посвящен параметризации долгопериодических затменных двойных систем. Одним из важных источников, позволяющим независимо определять звездные массы, являются затменные двойные звезды с компонентами, находящимися на главной последовательности, где наблюдаются спектральные линии обоих компонентов. Параметры таких звезд используются при построении соотношения масса-светимость для средних и больших масс. Среди них выделяется тип долгопериодических затменных двойных систем, параметры которых на данный момент определены недостаточно полно, что связано со сложностями, вызванными необходимостью длительных наблюдений. В ходе доклада планируется сделать обзор имеющихся на данный момент наблюдательных данных и обсудить перспективы их использования для определения звездных масс [3].

П.Б. Иванов (ФИАН) посвятил свой доклад приливной эволюции наклона оси вращения звезды в двойной системе. Обсуждалась полностью самосогласованная теория квазистатических приливных взаимодействий в двойной системе, в которой один из компонентов имеет собственное вращение, с осью вращения, наклоненной относительно орбитальной плоскости. Было показано, что в дополнение к членам уравнений, описывающим эволюцию на медленном “вязком” времени, самосогласованная теория предсказывает прецессию и изменение угла на-

клона оси вращения на относительно короткой шкале времени, определяемой вращением. Последнее может иметь непосредственные наблюдательные проявления.

А.М. Микаелян (БАО, Армения) доложил о проекте, представляющим собой статистическое исследование свойств белых карликов, выполненное на основе выборки Первого Бюраканского обзора голубых звездных объектов (FBS BSO) и Каталога белых карликов. Используя эти результаты, осуществляется поиск новых белых карликов с помощью точной астрометрии Gaia. Открытие и изучение новых белых карликов (WD) чрезвычайно важно для понимания кинематики и динамики местного звездного населения. Был проведен статистический анализ каталога белых карликов, чтобы установить их средние физические свойства. Основываясь на этих данных, выполнен поиск новых WD, используя точную астрометрию Gaia EDR3. Используя точные данные Gaia в сочетании со спектрами низкой дисперсии SDSS и DFBS и дополнительными многоволновыми данными, было обнаружено много новых WD. Многие из них являются предметом изучения двойственности и переменности (включая ряд подтипов, например, звезды ZZ Ceti (пульсирующие WD), катаклизмические переменные и т.д.). Проведены поиск и выявление WD среди голубых звездных объектов FBS в высоких галактических широтах. Также проводились поиски высокогалактических WD в DFBS. По выявленным и рассчитанным характеристикам проведено статистическое исследование свойств WD [4].

Доклад О.В. Кияевой (ГАО РАН) был посвящен возможным спутникам у визуально-двойной звезды ADS 9346 = WDS 14410+5757. В позиционных ПЗС наблюдениях на 26" рефракторе Пулковской обсерватории у звезды ADS 9346 в 2003–2019 гг. обнаружено возмущение, которое можно объяснить присутствием невидимого спутника малой массы у компонента А. Определена предварительная орбита фотоцентра звезды ADS 9346A ($P = 15$ лет, $a = 11$ мсд, $e = 0.86$). Согласно фотометрическим оценкам масса видимого компонента равна $1.4 M_{\odot}$. Если принять параллакс из каталога Gaia, то спутник с массой $0.142 M_{\odot}$ находится на расстоянии 7 а.е. Эта орбита подтверждается независимыми наблюдениями лучевой скорости. При прохождении периастра ($T = 2009.5$) было много позиционных наблюдений, но отсутствовали наблюдения лучевой скорости, которые могли бы уверенно подтвердить или опровергнуть наличие данного спутника. Следующее прохождение периастра ожидается вблизи 2024 г. (2023–2025). Данные Gaia позволяют предположить, что есть спутник и у компонента В.

Исследованию переменных звезд типа Дельты Щита большой амплитуды (HADS) с двойной и множественной периодичностью был посвящен доклад А.В. Хрушова (ГАИШ МГУ). Был проведен поиск двойной и множественной периодичности среди звезд типа Дельты Щита большой амплитуды в данных фотометрического обзора ASAS-SN. Найдено около трех сотен переменных с двойной периодичностью, пульсирующих в основной моде и в первом обертоне (DS01), два десятка звезд первого и второго обертонов (DS12), несколько переменных с тройной периодичностью, пульсирующих в основной моде, первом и втором обертонах (DS012), а также несколько кандидатов в мультипериодические переменные с пульсациями в более высоких обертонах. Найдено более десятка случаев HADS звезд с двойной периодичностью, один из компонентов переменности которых имеет обратную асимметрию кривой блеска: во всех случаях этот компонент уверенно отождествляется с колебанием в первом обертоне, что может также оказаться удобным идентификационным признаком моды пульсаций монопериодических HADS переменных с подобными обратно асимметричными кривыми блеска. Также выявлено несколько случаев амплитудной модуляции у HADS звезд, среди которых один, вероятно, показывает смену бимодального режима пульсаций на мономодальный [5].

3. ДИНАМИКА ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ

Влияние бара Галактики на кинематику звезд диска вблизи его внешнего линдбладовского резонанса обсуждается в докладе Е.Н. Подзолковой (МГУ). Ее модель Галактики с внешним резонансным кольцом $R_1 R_2$ может быть использована для объяснения наблюдаемых распределений радиальных V_R и азимутальных V_T скоростей звезд диска вдоль галактического радиуса R . Для звезд из каталога Gaia EDR3 с надежно определенными параллаксами, измеренными собственными движениями и лучевыми скоростями, лежащих вблизи плоскости Галактики ($|z| < 200$ пк) и в секторе галактоцентрических углов $|\theta| < 15^\circ$, были вычислены медианные радиальные V_R и азимутальные V_T скорости в малых интервалах по R . Оказалось, что наблюдаемое распределение радиальных скоростей демонстрирует плавное падение от $+5$ км/с на расстоянии $R = R_0 - 1.5$ кпк до -3 км/с на расстоянии $R = R_0 + 1.0$ кпк, а наблюдаемые азимутальные скорости V_T показывают резкое падение на 7 км/с на интервале расстояний $R_0 < R < R_0 + 1.0$ кпк, где R_0 — галактоцентрический радиус Солнца. Наблюдаемые распределения радиальных и азимутальных скоростей в диапазоне расстояний $|R - R_0| < 1.5$ кпк можно

воспроизвести с помощью модели, включающей бар, балдж, экспоненциальный диск и гало. Наилучшее согласие между модельными и наблюдаемыми скоростями соответствует времени 1.8 ± 0.5 млрд. лет с начала моделирования и формирования бара. Модель Галактики с баром, вращающимся с угловой скоростью $\Omega_b = 55 \pm 3$ км/с/кпк, внешний линдбладовский резонанс (OLR) которого приходится на $R = R_0 - 0.5 \pm 0.4$ кпк, дает наилучшее согласие модельных и наблюдаемых скоростей. Позиционный угол бара, соответствующий наилучшему согласию моделей с наблюдениями, составляет $\theta_b = 45 \pm 15^\circ$.

Поиск новых моделей, имеющих неклассические интегралы движения, очень важен для описания различных астрономических объектов. В работе Ф.Т. Шамшиева (НУУз) построен специальный класс потенциалов, обладающих локальным интегралом, которые можно применять для изучения движения звезд в звездных скоплениях, близких к сферической симметрии. Найденные модели допускают вращение системы в целом.

Выполненное ранее исследование на устойчивость равновесной модели Бисноватого-Когана и Зельдовича (БКЗ) обобщается на нестационарные в начальном состоянии дисковые модели в работе Ж.М. Ганиева (НУУз). В частности, в нелинейной нестационарной версии равновесной модели БКЗ, для ряда значений волновых чисел $(m; N) = (10; 10), (11; 11), (12; 12), (13; 13), (14; 14), (15; 15)$, описывающих секторальные мелкомасштабные моды колебаний, были найдены соответствующие нестационарные дисперсионные уравнения. Для них получены критические зависимости вириального отношения от параметра вращения и найдены значения инкрементов нарастания неустойчивости [6].

4. СТРОЕНИЕ ГАЛАКТИКИ

Улучшение точности измерения расстояния от Солнца до сверхмассивной черной дыры (СМЧД, Sgr A*) в центральной области Галактики на основе моделирования движения звезды S2 (S0-2) вокруг СМЧД и измерений положения Sgr A* как переменного ИК-источника (8249 ± 9 пк, GRAVITY Collaboration et al., 2020) позволяет исследовать актуальный вопрос о точности определения расстояния до центра Галактики, связанной с возможным смещением СМЧД относительно барицентра Галактики. В работе И.И. Никифорова (СПбГУ) оцениваются пределы такого смещения в ходе возможного движения комплекса, включающего СМЧД и ядерное звездное скопление (ЯЗС), в регулярном поле Галактики при нынешних ограничениях на пекулярную/остаточную скорость СМЧД и современных

данных о центральных компонентах потенциала Галактики. Задача решается путем численного интегрирования орбиты комплекса СМЧД + ЯЗС. Полученные результаты оказываются чувствительными к наличию/отсутствию в Галактике классического балджа и значению массы ядерного звездного диска. Параметры задачи быстро меняются по мере появления новых данных, однако при их текущих значениях (в приближении регулярных сил) маловероятно ожидать смещений СМЧД относительно барицентра более чем на 10–15 пк.

В работе, представленной Г.А. Гончаровым (ГАО РАН), различными методами были получены оценки межзвездного поглощения в высоких галактических широтах сквозь весь слой пыли в Галактике для множества фотометрических фильтров. Оценки покраснения внутри и вокруг 23 галактических шаровых скоплений показали, что первые систематически больше вторых на величину $E(B - V) = 0.04$. Получена оценка поглощения из сопоставления фотометрических наблюдений и теоретических изохрон для 43 галактических шаровых скоплений. Используя последние данные, были уточнены параметры предложенной им ранее модели трехмерного распределения пыли в широких галактических окрестностях Солнца. При сравнении с другими данная модель дает наиболее точные предсказания наблюдаемых цветов упомянутой выборки 101 810 гигантов сгущения. При этом предсказывается медианное покраснение $E(B - V) = 0.06$ для высоких широт $|b| > 50^\circ$, причем до половины этого покраснения дает пылевой контейнер в поясе Гулда.

С появлением спектроскопических обзоров (LAMOST, RAVE) и данных Gaia стало возможным строить более детальные и точные трехмерные карты межзвездного поглощения. Предлагаемый в работе А.С. Авдеевой (ИНАСАН, НИУ ВШЭ) подход базируется на использовании закона косеканса зависимости межзвездного поглощения в видимой части спектра A_V от галактической широты b и расстояния по лучу зрения d : $A_V = a_0 \beta (1 - \exp(-d \sin |b| / \beta)) / \sin |b|$. Данная зависимость имеет два параметра: a_0 , показывающий поглощение на единицу длины в плоскости Галактики, и β , выражающий шкалу высот. В рамках проведенного исследования была получена оценка значений межзвездного поглощения с помощью данных спектроскопического обзора RAVE для выделенных направлений в южной части неба на высоких галактических широтах ($|b| > 20^\circ$). Аппроксимируя полученные значения межзвездного поглощения законом косеканса для различных направлений, были определены значения a_0 и β для каждого из них, после чего за-

висимости $a_0(l, b)$ и $\beta(l, b)$ были фитированы сферическими функциями. Полученная аналитическая формула, выражающая зависимость A_V от галактических координат и расстояния, позволит в первом приближении оценить межзвездное поглощение для любого (в большей части неба) направления и расстояния [7].

А.А. Чемель (МГУ, ГАИШ МГУ) представил исследование пространственной структуры и кинематических особенностей выборки молодых ОВ звезд в пределах 4–5 кпк от Солнца на основе расстояний и собственных движений GAIA EDR3. Используемая в работе выборка включает в себя более 20 300 молодых звезд как северного, так и южного неба, среди которых присутствуют также около 350 классических цефеид, отобранных из каталога GAIA DR2 и их более поздней уточненной классификации. Основная цель работы – поиск и исследование молодых звездных групп – ОВ ассоциаций, являющихся основными маркерами современного звездообразования в диске Галактики. Для этого были привлечены методы кластерного анализа, основанные на алгоритме DBSCAN, позволяющем находить в данных кластеры произвольной формы при минимальном наборе входных параметров.

Работа А.В. Веселовой (СПбГУ) посвящена пространственному параметрическому моделированию выделяемых по мазерным источникам сегментов спиральных рукавов Галактики. По данным каталога Reid et al. (2019) на основе процедуры итеративного переприсписывания выделены пять сегментов спиральных ветвей; методом наибольшего правдоподобия найдены параметры сегментов, включая углы закрутки, и расстояние до центра спиральной структуры (расстояние до центра Галактики). Обсуждается вопрос о значимости переменности углов закрутки по сравнению со строго логарифмической моделью средней линии сегмента и о возможности описания средней линии моделью с изломом. Также исследуется вопрос о существовании смещения геометрических полюсов системы спиральных ветвей относительно принятого направления отсчета галактических долгот. Каталог мазерных источников в областях формирования массивных звезд (HMSFRs, Reid et al., 2019) был дополнен объектами из каталога VERA (VERA et al., 2020), что также позволило сопоставить параметры спирального узора, выделяемого только по мазерам HMSFRs и по более общей выборке объектов.

Второй и предварительный третий релиз Gaia содержит данные о положениях, параллаксах и собственных движениях для более чем миллиарда звезд, определенных с беспрецедентной точностью. В работе С.А. Сапожникова (ИНАСАН) эти результаты используются для поиска рассеянных звездных скоплений и протяженных звездных

структур, таких как приливные хвосты скоплений и звездные потоки. Во многих статьях, опирающихся на данные Gaia, протяженные структуры ищутся либо алгоритмами неконтролируемого обучения, например DBSCAN/HDBSCAN, в массиве звезд в целом, либо путем поиска соседей известных звездных скоплений в фазовом пространстве. В данной работе также предлагается использовать алгоритмы кластеризации, но применять их не к исходному каталогу звезд, а к предварительно составленному списку звездных пар. Вхождение в пару определяется соотношением параметров, ожидаемым от пары звезд, входящих в одну протяженную структуру. Такой предварительный каталог пар обладает гораздо большей контрастностью звездных структур по отношению к фону, что упрощает работу алгоритма кластеризации, а варьирование параметров, требуемых от звездных пар, дает дополнительную степень свободы в регулировке параметров поиска. Алгоритм протестирован не только на данных Gaia, но и на модели звездного фона, что позволило убедиться в отсутствии эффекта обнаружения “структуры” в случайных колебаниях плотности звезд и выполнить более тонкую регулировку его параметров [8].

Г.Н. Дремова (РФЯЦ ВНИИТФ) представила доклад, посвященный возможному механизму генерации свободных планет при участии сверхмассивной черной дыры (СМЧД). Методом прямого численного моделирования было рассчитано прохождение планетной системы на разных расстояниях ($25-100R_{\odot}$) от СМЧД с массой $10^6 M_{\odot}$. Планетная система включает родительскую звезду (Солнце), планету-гигант (Юпитер) и тор малых планетных тел ($N = 10^4$), центрированный по орбите Юпитера. Анализ изменения полной энергии всей системы, а также энергий связи малого планетного тела с СМЧД, звездой и Юпитером позволяет диагностировать свободные планеты. Оценка разрушений планетных тел вблизи массивных объектов выполнялась в соответствии с критерием сдвиговой прочности, предельное напряжение которой задавалось 75 МПа. На основе расчетных спектров скоростей была выделена популяция сверхскоростных планет.

5. ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ

В работе, представленной Г.А. Гончаровым (ГАО РАН), делается сравнение наблюдаемых свойств шаровых скоплений Галактики с предсказаниями теоретических моделей внутреннего строения и эволюции звезд. Для выявления членов скоплений, размера скоплений и вычисления системных собственных движений используются параллаксы и собственные движения из Gaia EDR3. Для вычисления наиболее вероятного рас-

стояния, возраста, межзвездного поглощения во множестве фильтров и дифференциального покраснения в поле скопления используется фотометрия в более чем 30 фильтрах от ультрафиолета до среднего инфракрасного диапазона из HST, Gaia EDR, Pan-STARRS DR1, DES, SDSS, unWISE, SAGE и других источников в сопоставлении с изохронами PARSEC, MIST, DSEP, BaSTI-IAC, как для солнечной шкалы металличности, так и для шкалы с обогащением гелием и альфа-элементами. Металличность и обогащение скоплений принимаются из спектроскопических наблюдений и тестируется на соответствие фотометрическим результатам. Найденные поглощения во множестве фильтров позволяют оценить закон поглощения для каждого скопления. Полный анализ выполнен для 5 скоплений (NGC 288, NGC 362, NGC 5904, NGC 6205, NGC 6218), предварительный анализ на основе только астрометрии и фотометрии Gaia EDR3 — еще для 38 скоплений. Рекордно точная астрометрия Gaia EDR3 позволила отделить звезды скоплений и фона, показав, что размеры многих скоплений значительно больше, чем считалось до сих пор. Расстояния, полученные из сопоставления фотометрии с изохронами, оказались определены точнее, чем расстояния по параллаксам Gaia EDR3.

Л.Н. Ялялиева (МГУ, ГАИШ МГУ) представила первые результаты по комплексному исследованию кинематики и структуры рассеянных звездных скоплений с привлечением фотометрических, спектроскопических и астрометрических данных на примере рассеянного скопления NGC 225. В работе были использованы данные из разных источников: как полученные самостоятельно из наблюдений (фотометрия в полосах U , B , V , R , I , спектральные данные), так и высокоточные собственные движения и расстояния из обзора GAIA DR2, DR3. Помимо определения основных физических параметров (расстояния, покраснения в направлении скопления, возраста, средней лучевой скорости и среднего собственного движения), была сделана оценка доли двойных звезд в скоплении, их влияние на динамический разогрев и функцию масс скопления, а также определена орбита скопления относительно центра Галактики.

В докладе М.Д. Сизовой (ИНАСАН) рассмотрены данные Gaia EDR3 для звезд потока Большая Медведица. Рассчитано движение звезд вокруг галактического центра в прошлые эпохи. Изучены случаи близких прохождений звезд потока и ближайших к Солнцу рассеянных звездных скоплений.

С.Н. Нуритдинов (НУУз) представил результаты моделирования видимой плотности шаровых скоплений (ШС). Путем минимизации квадрата разности наблюдаемой и теоретической

плотностей найдены значения степени концентрации звезд для 26 скоплений по данным работы Миокчи и др. (2013) и 81 скопления по данным работы де Бойер и др. (2019). Для первой группы были получены достаточно хорошие корреляции степени концентрации с основными физическими характеристиками этих ШС благодаря наличию соответствующих ПЗС наблюдений центральных областей скоплений в рамках программы HST. Для скоплений второй группы используются данные наблюдений Gaia DR2 и из-за недостатка информации по центральным областям ШС необходимо провести дополнительное моделирование их видимой плотности [9].

В докладе, представленном Д.А. Ковалевой (ИНАСАН) по данным Gaia, исследуются близко расположенные друг к другу рассеянные звездные скопления Collinder 135 и UBC 7. Выделены вероятные члены скоплений, определены их средние характеристики, выполнено обратное интегрирование орбит скоплений во времени с целью ограничения возможных сценариев их эволюции. Показано, что возможное случайное совпадение пространственных, кинематических и возрастных характеристик скоплений является маловероятным. Выделены сценарии, в рамках которых в прошлом скопления находились на меньшем расстоянии друг от друга. Вероятно, потеря скоплениями газа и части звезд в ходе ранней эволюции привела к потере гравитационной связи между компонентами этой двойной системы. Свидетельством такой потери может служить обширная асимметричная звездная корона, обнаруженная вокруг Collinder 135 и UBC 7.

Результатам поиска неразрешенных двойных систем в рассеянных скоплениях на основе данных фотометрии в видимом и инфракрасном диапазонах посвящен доклад А.Ф. Селезнева (УрФУ). Были найдены такие комбинации звездных величин и показателей цвета в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне, при которых одиночные и неразрешенные двойные звезды хорошо разделяются на фотометрических диаграммах. Исследована зависимость отклонения неразрешенной двойной звезды от последовательности одиночных звезд на таких диаграммах от отношения масс компонентов двойной системы. Предложенная методика применяется для исследования населения неразрешенных двойных систем в рассеянных скоплениях Плеяды, NGC 6231, IC 2602. Используются фотометрические полосы и данные фотометрии каталогов Gaia EDR3, 2MASS, WISE, Spitzer, SDSS, а также доступная фотометрия в полосах *UBVR*.

В работе М.И. Маричевой (САО РАН) представлены результаты определения металличности, возраста, удельного содержания гелия (Y) и содержания элементов C, N, Mg, Ca, Mn, Ti, Cr

для четырех шаровых скоплений (ШС) галактики M31: Bol 6, Bol 20, Bol 45 и Bol 50. Спектры исследуемых скоплений были получены на 6-м телескопе БТА САО РАН в 2020 г. Выполнено сравнение наблюдаемых спектров с синтетическими, рассчитываемыми с использованием моделей звездных атмосфер. Параметры атмосферы задаются теоретической изохроной звездной эволюции. Звезды складываются в суммарный спектр согласно заданной функции масс. Проведено сравнение полученных спектров ШС с интегральными спектрами скоплений Галактики NGC 6342, NGC 6362, NGC 6637, NGC 6638 и NGC 6652. Выполнено сравнение полученных содержаний у скоплений, ШС, звезд Галактики и M31 при металличности $[Fe/H] \sim -1$ dex. Для всех объектов подобраны аналоги по металличности, возрасту и Y . Все исследуемые скопления оказались старше 10 млрд. лет. Полученные значения металличности $[Fe/H]$ находятся в диапазоне от -0.75 до -1.1 dex. Для всех четырех ШС в литературе имеются данные металличности и возраста, оцененные фотометрическими методами и по спектрам умеренного разрешения, в основном методом Ликских индексов. Обсуждаются причины различий в оценках параметров у разных авторов. Впервые для скоплений выборки получены значения удельного содержания гелия, а также химический состав для скоплений Bol 20 и Bol 50.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Конференция “Современная звездная астрономия – 2021” проводилась 23–24 августа 2021 г. в ГАИШ МГУ и была одиннадцатой конференцией этого цикла. Предыдущие конференции проводились в ГАИШ МГУ (Москва), ГАО РАН (Санкт-Петербург), ЮФУ (Ростов), КГО МГУ (Кисловодск), УрФУ (Екатеринбург), ИНАСАН (Москва), САО РАН (Нижний Архыз).

Результаты, представленные на конференции, отличались новизной, оригинальностью и актуальностью, а доклады вызвали большой интерес у аудитории, что нашло отражение в большом количестве вопросов, заданных докладчикам, и в бурных дискуссиях в кулуарах. Очевидно, линейка конференций “Современная звездная астрономия” будет продолжена.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *T. Abdulmyanov*, *Open Astronomy* **30**, 83 (2021). <https://doi.org/10.1515/astro-2021-0010>

2. *E. A. Mikhailov and R. R. Andreyan*, *Open Astronomy* **30**, 127 (2021).
<https://doi.org/10.1515/astro-2021-0017>
3. *P. Pakhomova, L. Berdnikov, A. Kniazev, I. Katkov, and O. Malkov*, *Open Astronomy* **31**, 106 (2022).
<https://doi.org/10.1515/astro-2022-0013>
4. *A. M. Mickaelian, G. A. Mikayelyan, H. V. Abrahamyan, G. M. Paronyan, and O. Y. Malkov*, *Open Astronomy* **30**, 210 (2021).
<https://doi.org/10.1515/astro-2021-0027>
5. *A. V. Khruslov*, *Open Astronomy* **31**, 148 (2022).
<https://doi.org/10.1515/astro-2022-0020>
6. *J. Ganiev and S. Nuritdinov*, *Open Astronomy* **31**, 92 (2022).
<https://doi.org/10.1515/astro-2022-0011>
7. *A. Avdeeva, D. Kovaleva, O. Malkov, and A. Nekrasov*, *Open Astronomy* **30**, 168 (2021).
<https://doi.org/10.1515/astro-2021-0022>
8. *S. Sapozhnikov and D. Kovaleva*, *Open Astronomy* **30**, 191 (2021).
<https://doi.org/10.1515/astro-2021-0025>
9. *S. Nuritdinov, A. Rastorguev, and I. Tadjibaev*, *Open Astronomy* **31**, 1 (2022).
<https://doi.org/10.1515/astro-2022-0001>

О НЕКОРРЕКТНОСТИ ПРАВИЛА ГНЕВЫШЕВА–ОЛЯ В ОБЪЕДИНЕНИИ ЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ЦИКЛОВ 11-ЛЕТНЕЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРЫ И ВЫСОТЕ МАКСИМУМА XXV И XXVI ЦИКЛОВ

© 2022 г. Х. И. Абдусаматов^{1,*}

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: abduss@gaoran.ru

Поступила в редакцию 16.11.2021 г.

После доработки 12.04.2022 г.

Принята к публикации 16.05.2022 г.

Гневывшев и Оля, используя ряд с достаточно малой статистикой событий, предложили объединять 11-летние циклы солнечной активности (СА) в отдельные физические пары четный-нечетный, где относительная интенсивность нечетного цикла выше, чем предшествующего четного цикла. Однако данное правило может выполняться только на фазе роста продолжительного и более мощного квазидвухвекового цикла (КДВЦ), когда интенсивность каждого последующего 11-летнего цикла больше интенсивности предыдущего, и нарушаться на фазе спада КДВЦ, когда, наоборот, мощность каждого последующего цикла становится меньше предыдущего. Значительно мощный и более чем на порядок длительный квазидвухвековой цикл определяет и управляет физическими параметрами и последовательными вариациями амплитуды интенсивности коротких и слабых квази-11-летних циклов СА в зависимости от фазы его вариаций. В период фазы спада КДВЦ продолжительность 11-летних циклов солнечной активности последовательно увеличивается, а высота уровня их максимума и относительная интегральная мощность последовательно уменьшаются. Противоположные соотношения наблюдаются в фазе его роста. Впервые утверждается, что правило Гневывшева–Оля выполняется как следствие последовательного роста интегральной мощности коротких 11-летних циклов только в течение периода фазы роста квазидвухвекового цикла и нарушается последовательным уменьшением их мощности в течение периода фазы его спада. В XXV и XXVI циклах, развивающихся в период фазы спада КДВЦ, сохраняется тенденция последовательного уменьшения высоты максимума солнечной активности до 110 ± 25 и 60 ± 35 (до 65 ± 15 и 35 ± 20 в версии 1.0 системы подсчета) единиц относительного числа пятен соответственно.

Ключевые слова: некорректность правила Гневывшева–Оля, энергетическая мощность цикла, зависимость 11-летних циклов от квазидвухвекового цикла, падение уровня максимума в 25–26 циклах

DOI: 10.31857/S0004629922090018

1. ВВЕДЕНИЕ

Гневывшев и Оля [1] на основании результатов обнаруженной ими статистической связи между относительными интегральными интенсивностями четно-нечетных пар коротких 11-летних циклов солнечной активности, полученной из корреляционного анализа ряда с достаточно малой статистикой событий, вывели эмпирическое правило. Согласно этому правилу, выведенному по непрезентативному, статистически незначимому ряду четно-нечетных пар циклов СА, 22-летний цикл по неизвестным физическим причинам начинается четным циклом с относительно низкой величиной интегральной интенсивности, после которого следует нечетный больший цикл, величина полной интенсивности которого определяется

предыдущим более слабым четным циклом, что предполагает наличие тесной физической связи между ними. Тем не менее они по результатам количественного исследования соотношения амплитуд относительной интенсивности последовательных циклов объединили 11-летние циклы в отдельные физические пары четный-нечетный, как единое целое по принципу их нумерации. В результате данное правило фиксирует обусловленность роста суммарной, полной интегральной относительной энергетики нечетного 11-летнего цикла относительно аналогичной характеристики предыдущего четного цикла. При этом, к сожалению, вариации интенсивности 11-летних циклов авторами рассматриваются как совершенно независимые от квазидвухвекового цикла (КДВЦ) и фазы его колебаний [2] самостоятель-

ные явления, что, на наш взгляд, не соответствует природе всей глобальной циклической вариации СА, зарождающихся в глубоких недрах Солнца.

Ни Гневнышевым и Олем при выведении данного правила, ни авторами последующих его исследований [3–9] совершенно не обсуждались и не учитывались существование и определяющее влияние известного более мощного КДВЦ на физические закономерности генерации, развития и вариации соотношения интенсивностей последовательных 11-летних циклов в зависимости от фазы его (КДВЦ) колебаний [2, 10–12]. При изучении правила Гневнышева–Оля особенно важно учитывать влияние квазидвухвекового цикла в период фазы его спада, поскольку ранее Тримбл и др. [13] в 2007 г., ссылаясь на нашу работу 2005 г. [2], специально отметили, что “некоторые пессимистические долгосрочные перспективы даже предполагают еще один минимум Маундера около 2040 ± 10 года”. Наговицын и др. [3] утверждают, что “можно говорить фактически о законе Гневнышева–Оля долговременной динамики магнитного поля Солнца – законе, который выполняется как при нормальных, так и при экстремальных уровнях солнечной активности”. Однако Золотова и Понявин [4] отмечают, что объединение 11-летних циклов в пары по принципу их нумерации с предпочтительностью четно-нечетных пар по сравнению с нечетно-четными парами пока достоверно не установлено. Бадалян и Обридко [8] обнаружили, что экваториальная скорость вращения короны увеличивается в эпохи минимума между четным и нечетным циклами и достигает минимальных значений между нечетным и четным циклами. Кроме того, градиент дифференциального вращения по абсолютной величине увеличивается в четных циклах. Согласно [8] оба эти фактора могут увеличивать амплитуду нечетного цикла по сравнению с амплитудой предыдущего четного цикла, что возможно объясняет эффект Гневнышева–Оля. В то же время Комитов и Бонев [6] на примере нарушений правила Гневнышева–Оля в парах 4–5 и 22–23 циклов отмечают, что основным фактором, нарушающим данное правило, может являться очень высокий максимум уровня активности четного 11-летнего цикла, превышающий 125 единиц относительного числа пятен, за которыми с большой вероятностью могут последовать более слабые циклы с нечетным номером. Однако, самое главное, физическая связь между четными и нечетными циклами и физическая природа данного эмпирического правила Гневнышева–Оля в объединении коротких 11-летних циклов в отдельные физические пары четный–нечетный по чередованию амплитуды вариаций уровня их активности в течение более 70 лет не выяснены и поэтому нуждаются в дальнейших тщательных исследованиях.

2. КВАЗИДВУХВЕКОВОЙ ЦИКЛ ОПРЕДЕЛЯЕТ ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЕ ВАРИАЦИИ АМПЛИТУДЫ ИНТЕНСИВНОСТИ 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ФАЗЫ ЕГО КОЛЕБАНИЙ

Квазидвухвековые (200 ± 70 лет) циклические вариации солнечной активности за прошлое тысячелетие проявлялись пять раз в виде известных минимумов Оорта (1040–1080), Вольфа (1280–1340), Шперера (1450–1550), Маундера (1645–1715) и Дальтона (1790–1820), что убедительно доказывает реальность рассматриваемого периода. Более того, Борисенков [14] установил, что в каждом из как минимум 18 глубоких минимумов СА типа маундеровского с квазидвухвековым циклом, определенных в течение последних 7500 лет, наблюдался период глубокого похолодания, а в периодах высокого максимума – потепления, тождественных соответствующим глубоким изменениям солнечной постоянной (СП) [15, 16]. При этом известно, что 11-летние и квазидвухвековые циклические вариации СА и СП, являясь следствием одних и тех же процессов, происходящих в глубоких недрах Солнца, являются сопутствующими явлениями и имеют взаимосвязанный и скоординированный идентичный ход как по фазе, так и по амплитуде [2, 10–12].

В глобальных вариациях пространственных и физических характеристик Солнца квазидвухвековой цикл является самым интенсивным солнечным циклом. Короткие и слабые 11-летние циклы активности практически по всем параметрам связаны с более мощным квазидвухвековым, который определяет их физические параметры, продолжительность и последовательность изменения амплитуд их интегральной интенсивности в зависимости от фазы его вариаций (рис. 1–3, табл. 1) [2, 10–12]. Количественно установлено, что в период фазы спада КДВЦ продолжительность P 11-летних циклов СА, как правило, всегда больше, что является следствием его (КДВЦ) воздействия (проявления) (рис. 1, табл. 1). Кроме того, в период фазы роста и максимума квазидвухвекового цикла продолжительность 11-летних циклов всегда меньше, чем в фазах спада, когда она составляет $P = 11.2 \pm 0.4$ лет [11]. Этой же зависимостью, определяемой квазидвухвековым циклом, можно объяснить и тенденцию уменьшения средней продолжительности восьми 11-летних циклов (с 15-го по 22-й) до $P = 10.4$ года, развивавшихся в эпоху фазы роста и максимума КДВЦ, относительно средней длины $P = 10.95$ лет всех 15 (с 10-го по 24-й) уверенно определенных циклов (табл. 1). Известен качественный эффект (правило) Вальдмайера: высокие циклы обладают крутыми и короткими ветвями роста [17], т.е. антикоррелированность длины цикла с его ампли-

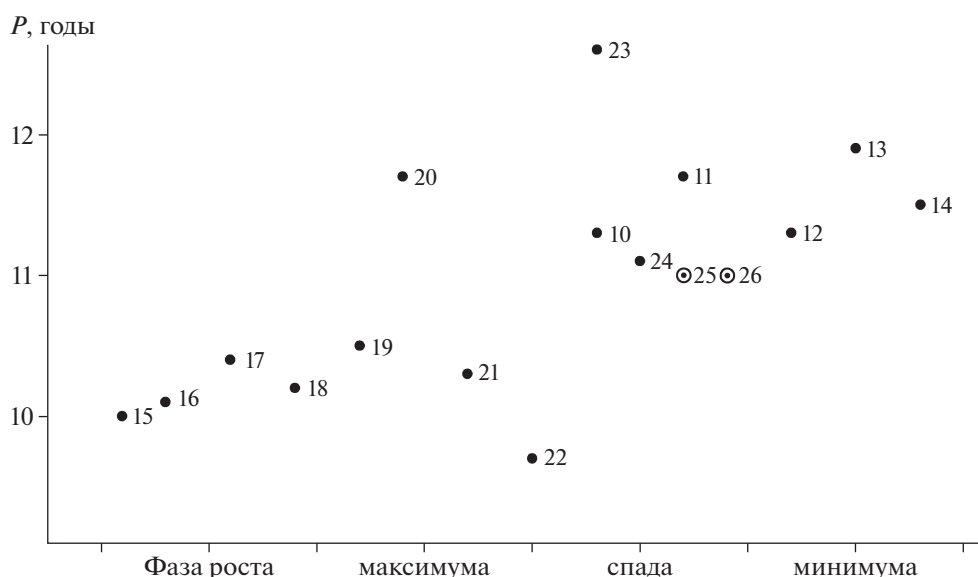


Рис. 1. Зависимость продолжительности P всех достоверно надежных с 10-го по 24-й 11-летних циклов от фазы вариаций квазидвухвекового цикла, где \odot – прогнозируемые продолжительности последующих 25-го и 26-го циклов. По оси ординат – продолжительность 11-летнего цикла P , а по оси абсцисс – фаза колебаний квазидвухвекового цикла.

тудой также качественно указывает, что 11-летние циклы в фазах роста и максимума КДВЦ имеют меньшую продолжительность. Наличие такого количественного соотношения зависимости длины цикла от фазы колебаний квазидвухвекового цикла (рис. 1) позволяет успешно прогнозировать продолжительность грядущих 11-летних циклов. Наблюдаемое последовательное увеличение амплитуды колебаний уровня максимума активности 11-летних циклов при одновременном уменьшении их продолжительности в период фазы роста КДВЦ и обратная картина – в период фазы его спада – указывают на определяющую роль квазидвухвекового цикла в заданных последовательных взаимосвязанных вариациях амплитуды уровня активности и продолжительности 11-летних циклов, т.е. эти вариации являются следствием воздействия КДВЦ (рис. 1–3, табл. 1).

Следует отметить, что используемый индекс солнечной активности по относительным числам пятен (рис. 2) в целом не вполне адекватно описывает физическое состояние циклических вариаций солнечной деятельности. При этом традиционно используемая максимальная величина относительного числа пятен или высота максимума уровня активности цикла, как определяющая относительную количественную характеристику активности всего 11-летнего цикла, не является надежным параметром для точной характеристики надежности мощности и других основных физических параметров цикла и его геоэффективных проявлений, поскольку не учитывает продолжительность цикла. Очевидно, что 11-лет-

ние циклы с одинаковым максимумом уровня активности, но разными скоростями нарастания и спада и, следовательно, продолжительности существенно отличаются по своим общим физическим характеристикам и суммарным геоэффективным проявлениям в различных геофизических процессах, т.е. по относительной энергетической мощности. При этом условно общепринято, что если в максимуме 11-летнего цикла относительное число пятен $W^1 \leq 80$ (в версии 1.0 системы их подсчета [18]), то в данном цикле Солнце холодное (интенсивность излучаемой им энергии ниже среднего уровня), а если $W^1 > 80$, то Солнце горячее (отраженное горизонтальной пунктирной линией на рис. 2), предложенное на основе сопоставления данных вариаций уровня максимума активности циклов и соответствующих процессов, происходящих на Земле за длительные периоды времени.

Поэтому назрела необходимость введения нового понятия индекса средневзвешенного уровня активности всего 11-летнего цикла, не отягощенного продолжительностью цикла. При этом среднюю физическую характеристику индекса уровня активности всего 11-летнего цикла, средневзвешенного за весь цикл \bar{W} , следует определять как

$$\bar{W}_{(\text{цикл})} = \sum W \Delta t / \sum \Delta t, \quad (1)$$

где W – относительное число солнечных пятен, Δt – интервал времени между наблюдениями за весь период квази-11-летнего цикла. Только та-

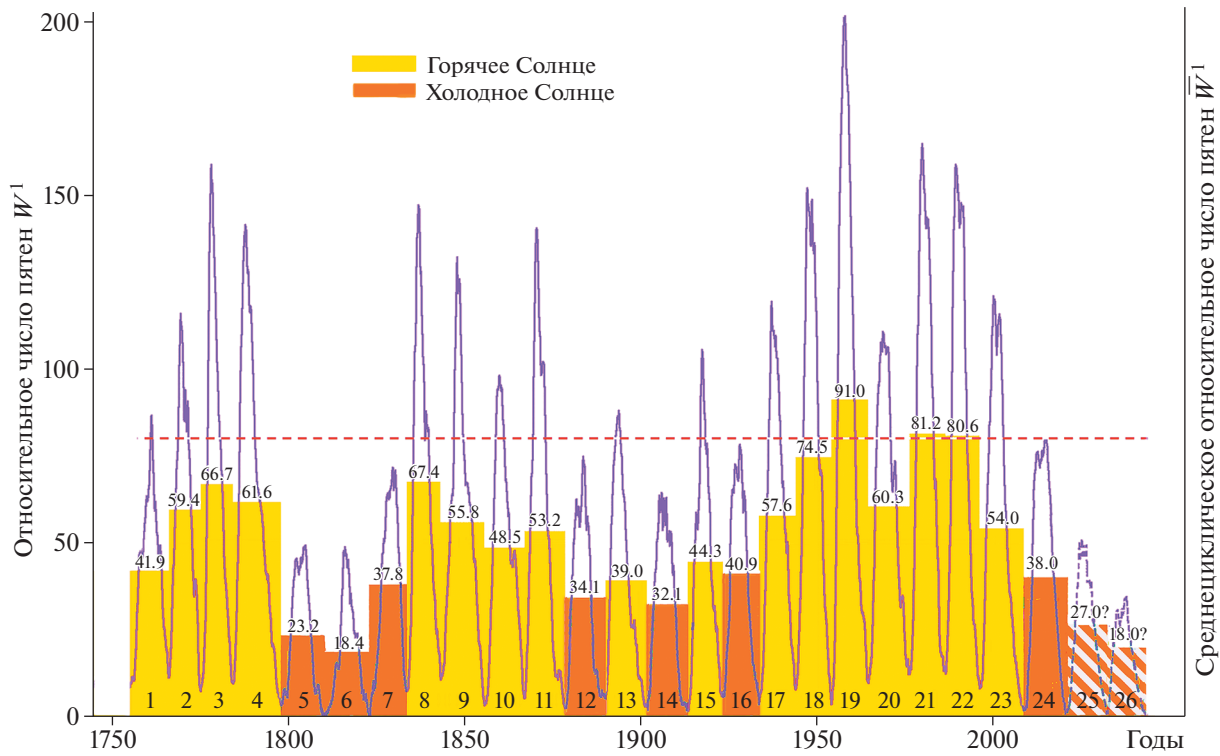


Рис. 2. Колебание высоты уровня активности и индекса относительного числа пятен W^1 (в версии 1.0 системы их подсчета) всех с 1-го по 24-й циклов и его среднециклических значений \bar{W}^1 , а также прогноз вариации этих параметров в последующих 25–26-м циклах.

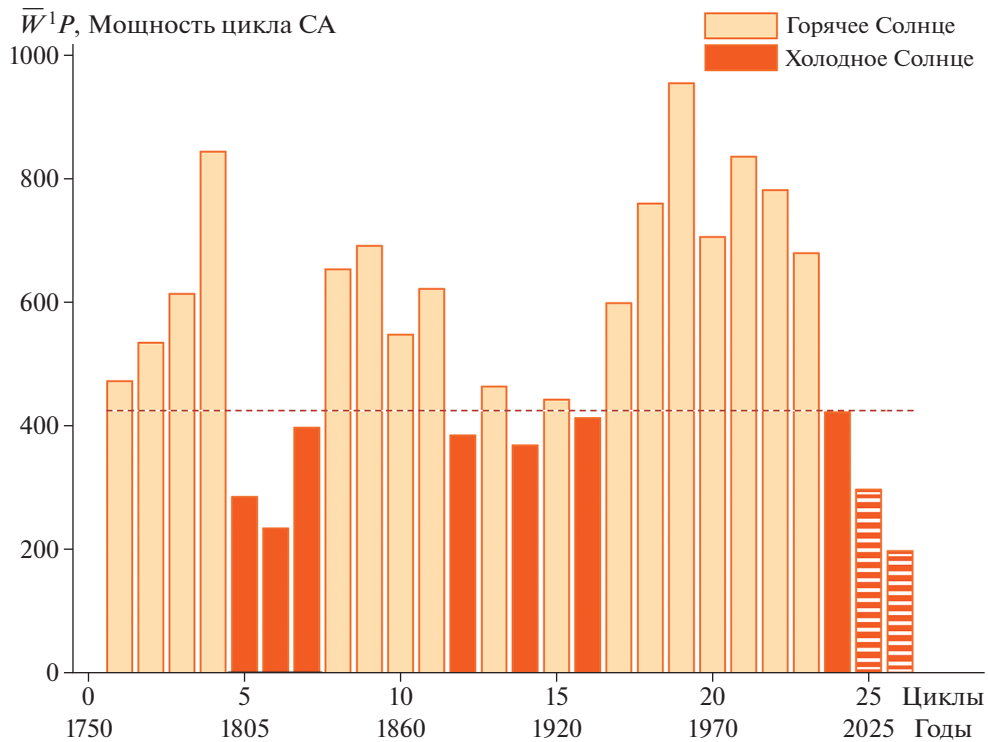


Рис. 3. Колебание величины относительной интегральной энергетической мощности $\bar{W}^1 P$ всех наблюдаемых циклов с 1-го по 24-й и прогноз ее вариации в последующих 25–26-х циклах.

Таблица 1. Известные и определенные нами новые основные параметры всех наблюдаемых циклов солнечной активности с 1-го по 24-й и прогнозируемые параметры последующих циклов 25–26 и их зависимость от фазы колебаний квазидвухвекового цикла (относительные числа пятен W^1 даны в версии 1.0 системы их подсчета [18])

Номер цикла	Год начала цикла	Продолжительность цикла P , годы	Продолжительность ветви роста, годы	Высота и дата максимума W_{\max}^1 , год/месяц	Средневзвешенный индекс цикла, \bar{W}^1	Относительная мощность цикла, \bar{W}^1	Фаза колебаний квазидвухвекового цикла			
							рост	максимум	спад	минимум
1	1755/март	11.3	6.3	86.5 1761/июнь	41.9	473	0.4			
2	1766/июнь	9.0	3.2	115.8 1769/сентябрь	59.4	535	0.8			
3	1775/июнь	9.2	2.9	158.5 1778/май	66.7	614		0.4		
4	1784/сентябрь	13.7	3.4	141.1 1788/февраль	61.6	844		0.8		
5	1798/май	12.3	6.8	49.2 1805/февраль	23.2	285				0.3
6	1810/август	12.7	5.7	48.7 1816/апрель	18.4	234				0.8
7	1823/май	10.5	6.5	71.5 1829/ноябрь	37.8	397	0.5			
8	1833/ноябрь	9.7	3.3	146.9 1837/март	67.4	654		0.3		
9	1843/июль	12.4	4.6	131.9 1848/февраль	55.8	692		0.7		
10	1855/декабрь	11.3	4.2	97.3 1860/февраль	48.5	548			0.3	
11	1867/март	11.7	3.4	140.3 1870/август	53.2	622			0.7	
12	1878/декабрь	11.3	5.0	74.6 1883/декабрь	34.1	385				0.2
13	1890/март	11.9	3.9	87.9 1894/январь	39.0	464				0.5
14	1902/февраль	11.5	4.0	64.2 1906/февраль	32.1	369				0.8
15	1913/август	10.0	4.0	105.4 1917/август	44.3	443	0.1			
16	1923/август	10.1	4.7	78.1 1928/апрель	40.9	413	0.3			
17	1933/сентябрь	10.4	3.6	119.2 1937/апрель	57.6	599	0.6			
18	1944/февраль	10.2	3.3	151.8 1947/май	74.5	760	0.9			
19	1954/апрель	10.5	3.9	201.3 1958/март	91.0	955		0.2		
20	1964/октябрь	11.7	4.1	110.6 1968/ноябрь	60.3	706		0.4		

Таблица 1. Окончание

Номер цикла	Год начала цикла	Продолжительность цикла P , годы	Продолжительность ветви роста, годы	Высота и дата максимума W_{\max}^1 , год/месяц	Средневзвешенный индекс цикла, \bar{W}^1	Относительная мощность цикла, \bar{W}^1	Фаза колебаний квазидвухвекового цикла			
							рост	максимум	спад	минимум
21	1976/июнь	10.3	3.5	164.5 1979/декабрь	81.2	836		0.7		
22	1986/сентябрь	9.7	2.9	158.5 1989/июль	80.6	782		1.0		
23	1996/май	12.6	3.9	120.8 2000/март	54.0	680			0.3	
24	2008/декабрь	11.1	5.3	81.9 2014/апрель	38.0	422			0.5	
25	2020/январь	$11.0 \pm 0.6 ?$	$4.4 \pm 0.6 ?$	$65 \pm 15 ?$ 2024/июнь ?	$27.0 ?$	$297 ?$			$0.7 ?$	
26	2031/январь ?	$11.0 \pm 0.6 ?$	$4.0 \pm 0.6 ?$	$35 \pm 20 ?$ 2035/январь ?	$18.0 ?$	$198 ?$			$0.9 ?$	
Средняя:										
по циклам 10–24		10.95	4.0	117.1	55.3	598.9	10.2	10.6	11.7	11.6
по циклам 1–24		11.0	4.25	112.8	52.6	571.3	10.2	10.9	11.7	11.9
Продолжительность ветви роста по достоверным циклам 10–24							3.9	3.6	4.2	4.3
Продолжительность ветви спада по достоверным циклам 10–24							6.3	7.0	7.5	7.3
Разность продолжительности ветви спада и роста по достоверным циклам 10–24							2.4	3.4	3.3	3.0

кой, не зависящий от продолжительности цикла, средневзвешенный за весь цикл уровень индекса солнечной активности, может позволить объективно и количественно точно определять надежное соотношение среднего уровня индекса активности всех циклов. Такая ситуация, в частности, наблюдалась с 23-м циклом, продолжительность которого на ~25% стала длиннее, чем в предыдущих 21-м и 22-м циклах. Примечательно, что уровень среднециклического индекса активности 23-го цикла стал заметно ниже среднего уровня цикла с аналогичной высотой максимума активности, но меньшей продолжительностью. В частности, высота максимума уровня активности в циклах 16 ($W_{\max}^1 = 78$), 17 ($W_{\max}^1 = 119$) и 20 ($W_{\max}^1 = 111$) была соответственно меньше аналогичной высоты 24-го ($W_{\max}^1 = 82$), 23-го ($W_{\max}^1 = 121$) и 17-го ($W_{\max}^1 = 119$) циклов. Однако средний уро-

вень индекса активности этих циклов 16 ($\bar{W}^1 = 41$), 17 ($\bar{W}^1 = 58$) и 20 ($\bar{W}^1 = 60$) стала больше, чем соответствующие средние уровни циклов 24 ($\bar{W}^1 = 38$), 23 ($\bar{W}^1 = 54$) и 17 ($\bar{W}^1 = 58$) (рис. 2, табл. 1). Это дополнительно подтверждает необходимость введения и определения среднециклического уровня активности \bar{W} всех 11-летних циклов для надежного установления соотношения средних параметров всех циклов и для определения относительной интегральной мощности каждого цикла и оценки их влияния на физические процессы, происходящие в системе Солнце–Земля.

В XX веке в фазе роста нынешнего квазидвухвекового цикла 11-летние циклы имели естественную более короткую продолжительность, существенно ниже средней по всем 24 циклам, а

высота их максимального уровня активности и среднециклическая энергетическая мощность в целом последовательно увеличивались (рис. 2–3 и табл. 1). Кроме того, фаза максимума нынешнего КДВЦ с необычайно высоким уровнем активности и светимости продолжалась аномально длительно (см. рис. 3). В результате благодаря термической инерции Мирового океана с большим опозданием Земля нагревалась весьма незначительно с последующими долговременными значительными влияниями длинной цепочки вторичных причинно-следственных эффектов обратной связи, посредством:

- существенного уменьшения площади снежно-ледяных покровов, изменения физических свойств земной поверхности и атмосферы и, как следствие, значительного уменьшения потерянной Землей доли поступившей солнечной энергии;

- естественного увеличения концентрации основного парникового газа – водяного пара и других парниковых газов в атмосфере при потеплении в соответствии с соотношением Клапейрона–Клаузиуса и законом Генри, значительно усиливших наступившее потепление благодаря существенному росту влияния парникового эффекта;

- уменьшения атмосферного пропускания теплового излучения земной поверхности в космическое пространство вследствие сужения окна ее прозрачности;

- увеличения площади “темной” поверхности Мирового океана, вызванного повышением уровня воды, вследствие таяния ледников на суше и теплового расширения воды при потеплении.

При потеплении чувствительность климатической системы к равномерному до высот 50 км увеличению концентрации углекислого газа в атмосфере снижается с резким увеличением и максимальной концентрации водяного пара непосредственно в самых нижних приповерхностных слоях тропосферы в соответствии с соотношением Клапейрона–Клаузиуса и законом Генри [19].

3. НЕКОРРЕКТНОСТЬ ПРАВИЛА ГНЕВЫШЕВА–ОЛЯ В ОБЪЕДИНЕНИИ ЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРЫ

Надежное исследование правила Гневывшева–Оля в объединении четно-нечетных 11-летних циклов по определенному чередованию вариации амплитуды их активности в физические пары непременно требует в первую очередь дополнительного создания и изучения более надежных данных о колебаниях величины относительной инте-

гральной энергетической мощности 11-летних циклов, не зависящих от продолжительности цикла, и их вариаций с изменением фазы квазидвухвекового цикла. Корректное определение самой надежной среднециклической относительной энергетической мощности 11-летнего цикла требует его средневзвешенного за весь цикл относительного числа пятен \bar{W}^1 умножить на продолжительность цикла P в годах. Определенные нами таким образом относительные интегральные энергетические мощности $\bar{W}^1 P$ всех 11-летних циклов, представляющие самые надежные их количественные энергетические параметры, представлены на рис. 3 и табл. 1. На рис. 3 условно принято считать: Солнце холодное, если относительная интегральная энергетическая мощность цикла $\bar{W}^1 P \leq 420$ или $\bar{W}^2 P \leq 700$, а если $\bar{W}^1 P > 420$ или $\bar{W}^2 P > 700$ – Солнце горячее, где \bar{W}^1 – относительное число пятен по версии 1.0 системы их подсчета, а \bar{W}^2 – по версии 2.0 системы их подсчета, увеличивающая масштаб всего временного ряда относительного числа пятен в 1/0.6 раза [18]. Сопоставляя рис. 2 и 3, мы видим четкие и значительные изменения в соотношениях максимума и среднего уровня активности и относительной интегральной энергетической мощности циклов. Эти изменения наиболее заметны для циклов 4, 9, 10, 15, 20, что указывает на необходимость использования определенных нами самых надежных данных, а именно относительной интегральной энергетической мощности циклов для надежных исследований закономерностей развития, соотношения энергетических мощностей всех наблюдаемых циклов. На основе этих самых надежных данных, приведенных в табл. 1, дополнительно был построен график зависимости колебаний величины относительной интегральной энергетической мощности $\bar{W}^1 P$ всех наблюдаемых с 1-го по 24-й коротких 11-летних циклов от вариаций фазы квазидвухвекового цикла (рис. 4).

На рис. 4 надежно проявляется четкий последовательный рост относительной интегральной энергетической мощности 11-летних циклов от минимума до максимума квазидвухвекового цикла и их последовательный спад от его максимума до минимума. Исследование последовательных вариаций продолжительности, средневзвешенного уровня индекса активности и амплитуды относительной интегральной энергетической мощности всех 11-летних циклов в зависимости от фазы квазидвухвекового цикла позволяет заключить, что

1. существует количественная зависимость продолжительности P 11-летних циклов СА от фазы колебаний квазидвухвекового цикла: в пе-

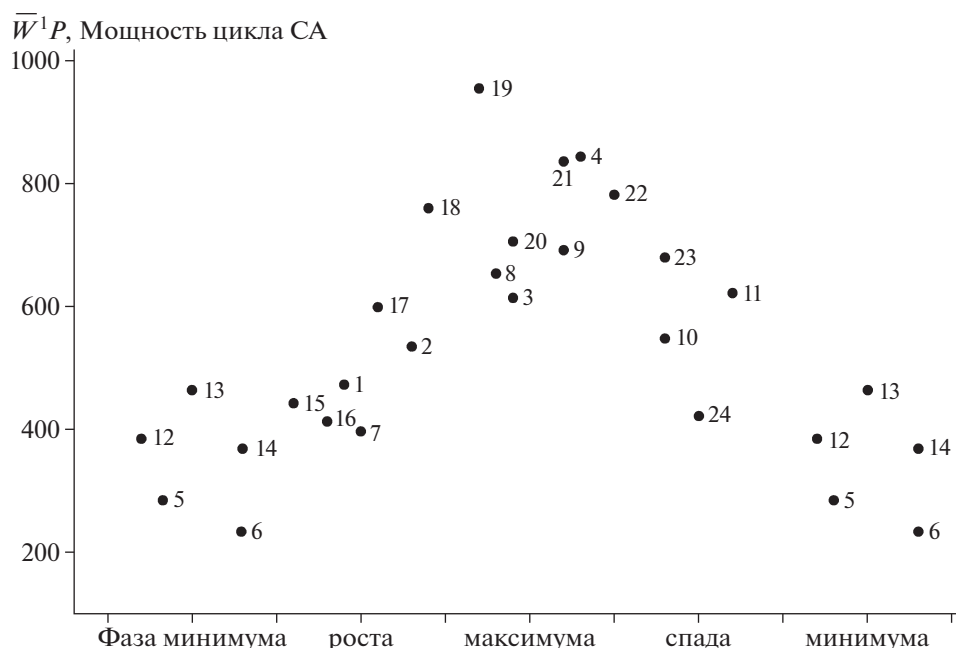


Рис. 4. Зависимость колебаний величины относительной интегральной энергетической мощности 11-летних циклов \bar{W}^1P от фазы вариаций квазидвухвекового цикла. Цифры указывают номера всех циклов с 1-го по 24-й.

риод фазы его роста продолжительность 11-летних циклов меньше при возрастающей последовательно амплитуде максимума их уровня активности, а в период фазы спада — противоположные изменения, что является следствием непосредственного проявления КДВЦ глобальной солнечной деятельности;

2. в фазе роста квазидвухвекового цикла высота уровня максимума и средневзвешенный уровень индекса активности, а также относительная интегральная энергетическая мощность каждого последующего 11-летнего цикла больше, чем в предыдущем цикле, а на фазе спада КДВЦ наблюдается противоположная зависимость.

Следовательно, короткие и слабые 11-летние циклы практически по всем параметрам зависят от фазы колебаний более мощного квазидвухвекового цикла и физически связаны с ним. Поэтому значительно мощный и более чем на порядок длительный КДВЦ не может являться модуляцией семейства коротких и слабых 11-летних циклов [20, 21].

Комплекс полученных результатов впервые позволяет утверждать, что эмпирическое правило четно-нечетных пар циклов Гневьшева—Оля [1] является естественным следствием генерации и последовательного роста амплитуды колебаний относительной интегральной энергетической мощности 11-летних циклов только в периодах фазы роста КДВЦ, а в периодах фазы его спада будут наблюдаться противоположные данному

правилу изменения, которые наблюдались в четно-нечетных парах циклов 4—5 и 22—23 (рис. 2—3, табл. 1) [22]. В переходных периодах эпохи перестройки хода развития интенсивности квазидвухвекового цикла, т.е. в периодах квазистабильности — малых изменений амплитуды колебаний относительной интегральной энергетической мощности 11-летнего цикла около максимального уровня в фазах его максимума и около минимального уровня в фазах его минимума могут наблюдаться любые варианты соотношения мощностей 11-летнего четно-нечетного цикла. Нарушение правила Гневьшева—Оля в период фазы спада КДВЦ в парах циклов 4—5 до минимума Дальтона и 22—23 являлось естественным ожидаемым результатом генерации и последовательного снижения амплитуды колебаний относительной интегральной энергетической мощности этих 11-летних циклов в эти периоды, т.е. результатом непосредственного влияния фазы спада уровня активности квазидвухвекового цикла [2]. Очевидно, что такая обратная правилу Гневьшева—Оля картина будет наблюдаться и в последующих парах циклов 24—25 и 26—27 со снижающимися последовательно относительными интегральными энергетическими мощностями, образующимися в фазе спада нынешнего КДВЦ (рис. 2—3). Еще в 2005 г. мы особо подчеркивали, что “правило Гневьшева—Оля должно быть нарушено также и в 24—25 циклах в результате непосредственного влияния падения вековой состав-

ляющей уровня активности” [2]. Правило четно-нечетных пар циклов Гневывшева—Оля [1] противоречит последовательному уменьшению относительной интегральной энергетической мощности коротких 11-летних циклов в период фазы спада квазидвухвекового цикла и в целом является физически необоснованным и некорректным правилом, выведенным из корреляционного анализа нерепрезентативного ряда соотношения интенсивностей четно-нечетных пар 11-летних циклов. Прогнозы, основанные на правиле четно-нечетных пар 11-летних циклов Гневывшева и Оля [1], полностью провалились для цикла 23, предсказавшие его амплитуду, равную 162 единицам относительного числа пятен [23].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, наблюдается последовательное увеличение амплитуды колебаний уровня максимума и средневзвешенного уровня индекса активности, а также относительной интегральной энергетической мощности коротких 11-летних циклов с уменьшением их продолжительности в период фазы роста квазидвухвекового цикла и противоположные изменения — в период фазы его спада, что указывает на определяющую роль квазидвухвекового цикла в таких последовательных взаимосвязанных вариациях 11-летних циклов в течение всего КДВЦ, т.е. эти вариации являются следствием влияния более мощного цикла квазидвухвековой глобальной солнечной деятельности. Квазидвухвековой цикл в целом управляет и определяет физические параметры и последовательные вариации прежде всего амплитуды относительной интегральной энергетической мощности 11-летних циклов солнечной активности в зависимости от фазы его колебаний. Последовательное снижение относительной интегральной энергетической мощности 11-летних циклов в фазе спада КДВЦ является результатом непосредственного воздействия падения уровня квазидвухвековой составляющей активности [2]. Благодаря главенствующей роли глобального квазидвухвекового цикла в последовательных вариациях относительной интегральной энергетической мощности 11-летних циклов солнечной активности в зависимости от фазы его колебаний [2, 10, 11] полностью отпадает основание и необходимость в объединении четно-нечетных 11-летних циклов в единые физические пары. Таким образом, правило Гневывшева—Оля об объединении четно-нечетных 11-летних циклов в отдельные единые физические пары, фиксирующее обусловленность роста полной интегральной относительной энергетической-мощности нечетного 11-летнего цикла относительно аналогичной характеристики предыдущего четного цикла [1], является физически необоснованным и некорректным правилом в пе-

риод фазы спада квазидвухвекового цикла, выведенным из корреляционного анализа нерепрезентативного, статистически незначимого ряда соотношения амплитуд интенсивностей четно-нечетных пар 11-летних циклов. Фазы колебаний интегральной энергетической мощности квазидвухвековых вариаций являются оптимальными физически обоснованными индикаторами предсказания соответствующих вариаций как продолжительности, так и относительной интегральной энергетической мощности, и максимального и средневзвешенного уровня последовательных вариаций уровня активности грядущих 11-летних циклов [10]. В наступившем 25-м и в следующем 26-м циклах, образующихся в эпоху фазы спада КДВЦ, сохранится тенденция падения относительной интегральной энергетической мощности и высоты максимума уровня активности до 65 ± 15 и 35 ± 20 (в версии 1.0 системы подсчета пятен) или в версии 2.0 системы подсчета до 110 ± 25 и 60 ± 35 единиц относительного числа солнечных пятен, соответственно, спрогнозированного нами еще в 2007 г., задолго до начала 24-го цикла [2, 10]. Эти прогнозы обоснованы разработанным нами новым методом оптимального прогнозирования высоты максимума уровня активности следующего и последующих 11-летних циклов [10]. Последующая вариация максимального уровня активности 24-го цикла полностью оправдала наш прогноз и подтвердила наступление фазы спада квазидвухвекового цикла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *М. Н. Гневывшев, А. И. Оля*, Астрон. журн. **25**, 18 (1948).
2. *Н. И. Abdussamatov*, Kinemat. Phys. Celest. Bodies. **21**, 328 (2005).
3. *Y. A. Nagovitsyn, E. Y. Nagovitsyna, and V. V. Makarova*, Astron. Lett. **35**, 564 (2009).
4. *N. V. Zolotova and D. I. Ponyavin*, Geomag. Aeron. **55**, 902 (2015).
5. *A. G. Tlatov*, Astrophys. J. Lett. **772**, L30 (2013).
6. *B. Komitov and B. Bonev*, Astrophys. J., **554**, L119 (2001).
7. *V. N. Obridko*, Sol. Phys. **156**, 179 (1995).
8. *O. G. Badalyan and V. N. Obridko*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **466**, 4535 (2017).
9. *R. P. Kane*, Ann. Geophys. **26**, 3329 (2008).
10. *Н. И. Abdussamatov*, Kinemat. Phys. Celest. Bodies. **23**, 97 (2007).
11. *Н. И. Abdussamatov*, Kinemat. Phys. Celest. Bodies. **22**, 141 (2006).
12. *Н. И. Abdussamatov*, Proceedings IAU Symposium **223**, 541 (2004).
13. *V. Trimble, M. J. Aschwanden, and C. J. Hansen*, Astrophysics in 2006. Space Science Reviews **132**, 1 (2007).

14. *Е. П. Борисенков, Колебания климата за последнее тысячелетие* (Л.: Гидрометеиздат, 408 с., 1988).
15. *A. I. Shapiro, W. Schmutz, E. Rozanov, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **529**, A67 (2011).
16. *T. Egorova, W. Schmutz, E. Rozanov, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **615**, A85 (2018).
17. *M. Waldmeier*, *Astronomische Mitteilungen der Eidgenössischen Sternwarte Zürich* **14**, 105 (1935).
18. Sunspot Number Version 2.0: new data and conventions. URL: <https://wwwbis.sidc.be/silso/newdataset>.
19. *H. I. Abdussamatov*, *Geomagn. Aeron.* **61**, 978 (2021).
20. *М. И. Пудовкин, Е. Е. Беневоленская*, *Письма в Астрон. ж.* **8**, 506 (1982).
21. *E. H. Levy and D. Boyer*, *Astrophys. J. Lett.* **254**, L19 (1982).
22. *Х. И. Абдусаматов, Труды XXV Всерос. конф. по физике Солнца “Солнечная и солнечно-земная физика – 2021”* (СПб, 77 с., 2021).
23. *K. J. Li, H. S. Yun, and X. M. Gu*, *Astron. and Astrophys.* **368**, 285 (2001).

СПУТНИКОВЫЕ МЕГАСОЗВЕЗДИЯ И ПРОБЛЕМА ТЕМНОГО И СПОКОЙНОГО НЕБА

© 2022 г. Б. М. Шустов¹. *

¹ *Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия*

*E-mail: bshustov@mail.ru

Поступила в редакцию 13.05.2022 г.

После доработки 21.06.2022 г.

Принята к публикации 21.06.2022 г.

В последние годы большое внимание в мире уделяется проблеме влияния технологий на перспективы развития астрономических наблюдений с поверхности Земли и из околоземного космического пространства. Проблема получила название Dark and Quiet Sky (Темное и спокойное небо). Выделяют три категории искусственных помех, отрицательно влияющих на астрономические наблюдения: а) освещение городов или искусственное освещение в ночное время; б) оптические/инфракрасные следы спутников на низкой околоземной орбите; и в) передача радиосигналов наземными и космическими излучателями, особенно со спутников на низкой околоземной орбите. Обострение озабоченности помехами категорий б) и в) связано с бурным развертыванием большого количества спутников на низких околоземных орбитах, предназначенных для обеспечения глобальной сетевой связи. Примеры таких спутниковых созвездий, реализация которых идет полным ходом, известны всем. Это мегасозвездия Starling, OneWeb, Amazon, Samsung и др., включая отечественный проект Сфера. За последние два года астрономы и другие эксперты по наблюдениям объектов в ОКП провели несколько международных конференций по данной тематике. В общем, мировое астрономическое сообщество активно готовится к парированию опасностей, связанных с проблемой Dark and Quiet Sky, и Россия не может оставаться в стороне, хотя пока что вклад России здесь незначителен. Отчасти это связано с недостаточной информированностью российских специалистов и лиц, ответственных за принятие решений, с сутью проблемы и с ее нарастающей остротой. В этом кратком обзоре обсуждаются как технические, так и организационные аспекты влияния крупных спутниковых группировок на обострение проблемы темного и спокойного неба.

Ключевые слова: мегасозвездия спутников, проблема темного и спокойного неба

DOI: 10.31857/S0004629922090109

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы большое внимание в мире уделяется проблеме влияния технологий на перспективы развития астрономических наблюдений с поверхности Земли и из околоземного космического пространства. Эта проблема, получившая название проблемы темного и спокойного неба (Dark and Quiet Sky, D&QS), имеет глобальный характер. Этой проблеме было посвящено несколько недавних крупных международных конференций и совещаний. Одной из самых представительных стала конференция “Темное и спокойное небо науке и обществу”, которая была проведена в режиме онлайн 3–7 октября 2021 г., а также совместные совещания астрономов и экспертов из космической индустрии. По результатам этих конференций опубликовано и находится в открытом доступе несколько сборников [1–4]. К сожалению, Россия пока что остается несколь-

ко в стороне, и ее вклад в общую активность незначителен. Отчасти это связано с недостаточной информированностью российских специалистов и лиц, ответственных за принятие решений, с сутью проблемы и с ее нарастающей остротой.

Выделяют три категории искусственных помех, отрицательно влияющих на астрономические наблюдения:

- а) искусственное освещение в ночное время;
- б) оптические/инфракрасные следы на астрономических приемниках излучения от спутников на низких околоземных орбитах;
- в) передача радиосигналов наземными и космическими излучателями, особенно со спутников на низкой околоземной орбите.

Помехи астрономическим наблюдениям от искусственного освещения в ночное время (в англоязычной литературе обычно используется аббревиатура ALAN – Artificial Light at Night) об-

Таблица 1. Параметры некоторых мегасозвездий ИСЗ

Название группировки	Диапазон высот, км	Диапазон наклонений, градусы	Количество ИСЗ
Starlink Generation 1	335–560	42–97	11 926
Starlink Generation 2	328–614	30–148	30 000
Amazon Kuiper	590–360	33–52	3 236
OneWeb Phase 1	1 200	88	1 980
OneWeb Phase 2 revised	1 200	40–88	6 372
GuoWang GW-A59	508–1 145	30–85	12 992
Total			66 506

суждаются мировым астрономическим сообществом уже не менее двух десятков лет, а на локальном уровне гораздо дольше. Она стала острой в связи с появлением светодиодов, особенно излучающих интенсивный синий свет. Международный астрономический союз (МАС) установил рекомендуемый максимально допустимый порог светового загрязнения для мест расположения астрономических объектов на 10% выше естественного фонового уровня. Уровень светового загрязнения во всем мире ежегодно возрастает на 2–6% (см. документ ООН А/АС.105/С.1/L.396 V.21–09743 3/6), и многие места расположения обсерваторий уже находятся в зонах неприемлемо высокого светового загрязнения. Помимо влияния на астрономию, искусственное освещение в ночное время может оказывать значительное биологическое воздействие на флору и фауну.

Крупные группировки спутников (т.н. мегасозвездия) представляют собой новую проблему для астрономии ввиду их количества, яркости на фоне неба (вследствие оптического отражения или теплового излучения), расположения повсюду в небе (по сравнению со спутниками на геостационарной орбите, находящимися в пределах одного “пояса”). Проблемы б) и с) из приведенного выше списка все более обостряются в связи с интенсификацией запусков мегасозвездий ИСЗ. Примеры таких спутниковых созвездий, реализация которых идет полным ходом, известны всем. Это мегасозвездия Starlink, OneWeb, Amazon, Samsung и др., включая отечественный проект Сфера.

За последние два года астрономы и другие эксперты по наблюдениям объектов в ОКП провели несколько международных конференций по данной тематике. Одной из самых представительных стала упомянутая выше конференция “Темное и спокойное небо науке и обществу” (3–7 октября 2021 г.). Мировое астрономическое сообщество активно готовится к парированию опасностей, связанных с проблемой Dark and Quiet Sky, и Россия не может оставаться в стороне. В этом кратком обзоре обсуждаются как технические, так и

организационные аспекты влияния крупных спутниковых группировок на обострение проблемы темного и спокойного неба.

2. СПУТНИКОВЫЕ МЕГАСОЗВЕЗДИЯ

Согласно различным оценкам по ИНТЕРНЕТ источникам за три года с начала 2019 г. число активных спутников в околоземном пространстве (ОКП) увеличилось с ~2000 до ~5000. Кроме того, в ОКП насчитывается ~3000 неактивных спутников. На подготовительном (к рассмотрению на 59-й сессии Научно-технического подкомитета Комитета ООН по мирному использованию космоса в феврале 2022 г.) совещании по проблеме D&QS С. Walker (США) представила следующую диаграмму (см. рис. 1), иллюстрирующую быстрый рост числа ИСЗ в ОКП. Диаграмма была построена астрофизиком из Гарварда Джонатаном МакДауэллом (J. McDowell), известным экспертом по статистике космической деятельности¹.

Согласно данным Международного союза электросвязи (МСЭ), международное название – ITU, International Telecommunication Union) и другим источникам, например [5], в ближайшее десятилетие на низкую околоземную орбиту могут быть выведены около 100 000 спутников, и несколько компаний уже приступили к созданию и запуску гигантских спутниковых группировок. В табл. 1 перечислены некоторые часто упоминаемые мегасозвездия ИСЗ и приведены их основные параметры: количество ИСЗ, диапазон высот, диапазон наклонений.

Основная цель этих спутниковых созвездий – обеспечить связь с низкой задержкой в любом населенном регионе земного шара. Хотя эти усилия могут принести огромную пользу обществу, влияние полностью развернутых созвездий на видимость ночного неба и на профессиональные астрономические наблюдения пока что не было должным образом изучено и учтено. Из-за их

¹ См., напр., <https://www.planet4589.org/space/papers/space21.pdf>

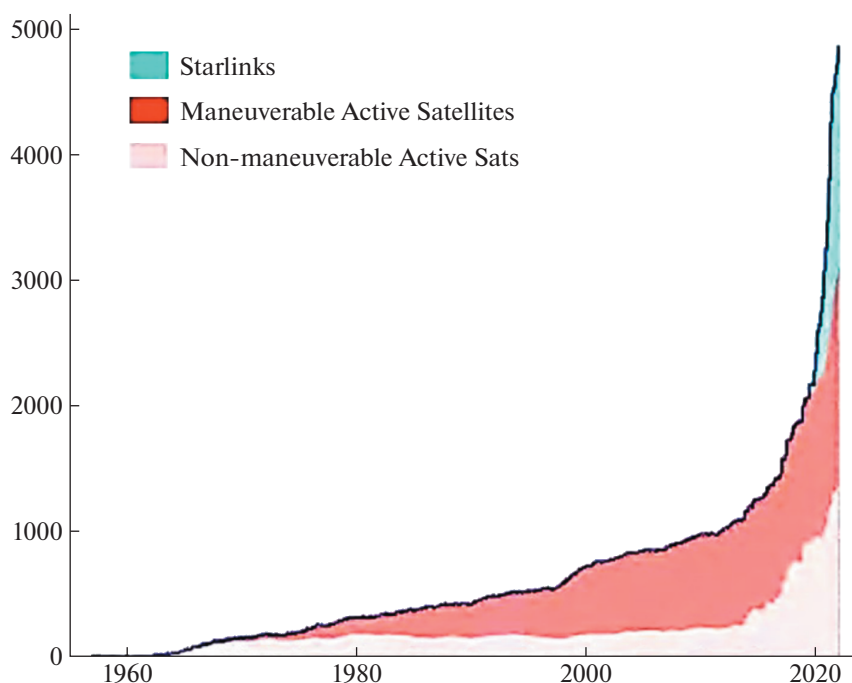


Рис. 1. Рост числа активных ИСЗ за последние 60 лет.

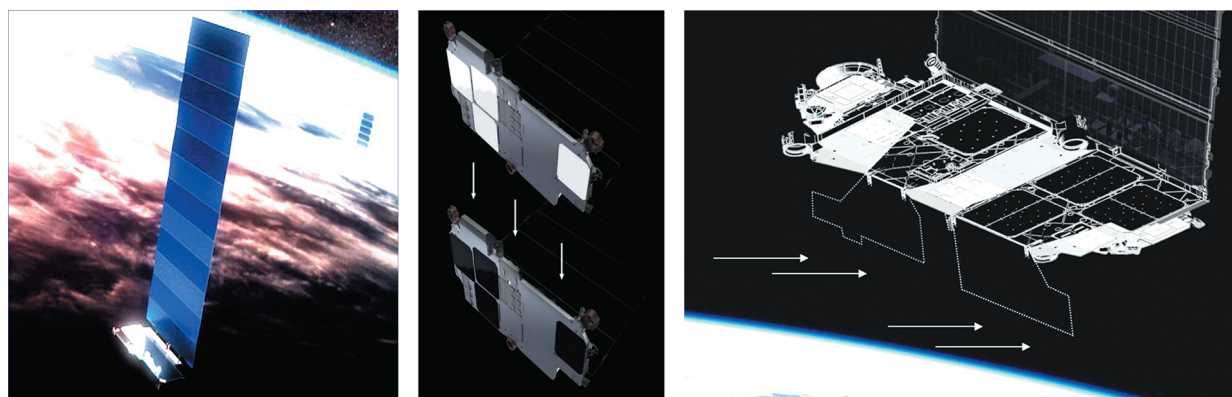


Рис. 2. Слева – общий вид КА Starlink. В центре – корпус КА в двух вариантах: обычный (вверху) и Darksat (внизу). Справа – вариант КА Vizardsat.

низких орбит значительное число спутников может быть видно невооруженным глазом, особенно на малых высотах над горизонтом в сумерках и на рассвете. Новые спутники будут ярче, чем 99% объектов, находящихся сейчас на орбите!

Типичные размеры спутников – несколько метров, а типичное альbedo ~ 0.25 . На рис. 2 показан пример – наиболее часто встречающийся в литературе технический облик космического аппарата (КА) Starlink. Согласно [6] КА Starlink – это тонкая прямоугольная шина $3.0 \times 1.5 \times 0.2$ м, изготовленная в основном из алюминия со многими конструктивными особенностями, такими

как двигатели и плоские антенны, обращенные к надиру, и большая (длинная) солнечная панель, состоящая из 12 сегментов 3.0×0.8 м каждый. Доступная информация о массе дает оценку в ~ 260 кг. На средней панели рис. 2 основной корпус КА показан в двух вариантах: обычный (вверху) и Darksat (внизу). Модификация Darksat была реализована корпорацией SpaceX в ответ на обращения астрономов с просьбой уменьшить отражательную способность КА в оптическом диапазоне. Darksat отличается темным покрытием на панелях антенн, обращенных к надиру, которые ранее были белыми. Для Darksat альbedo ~ 0.08 .

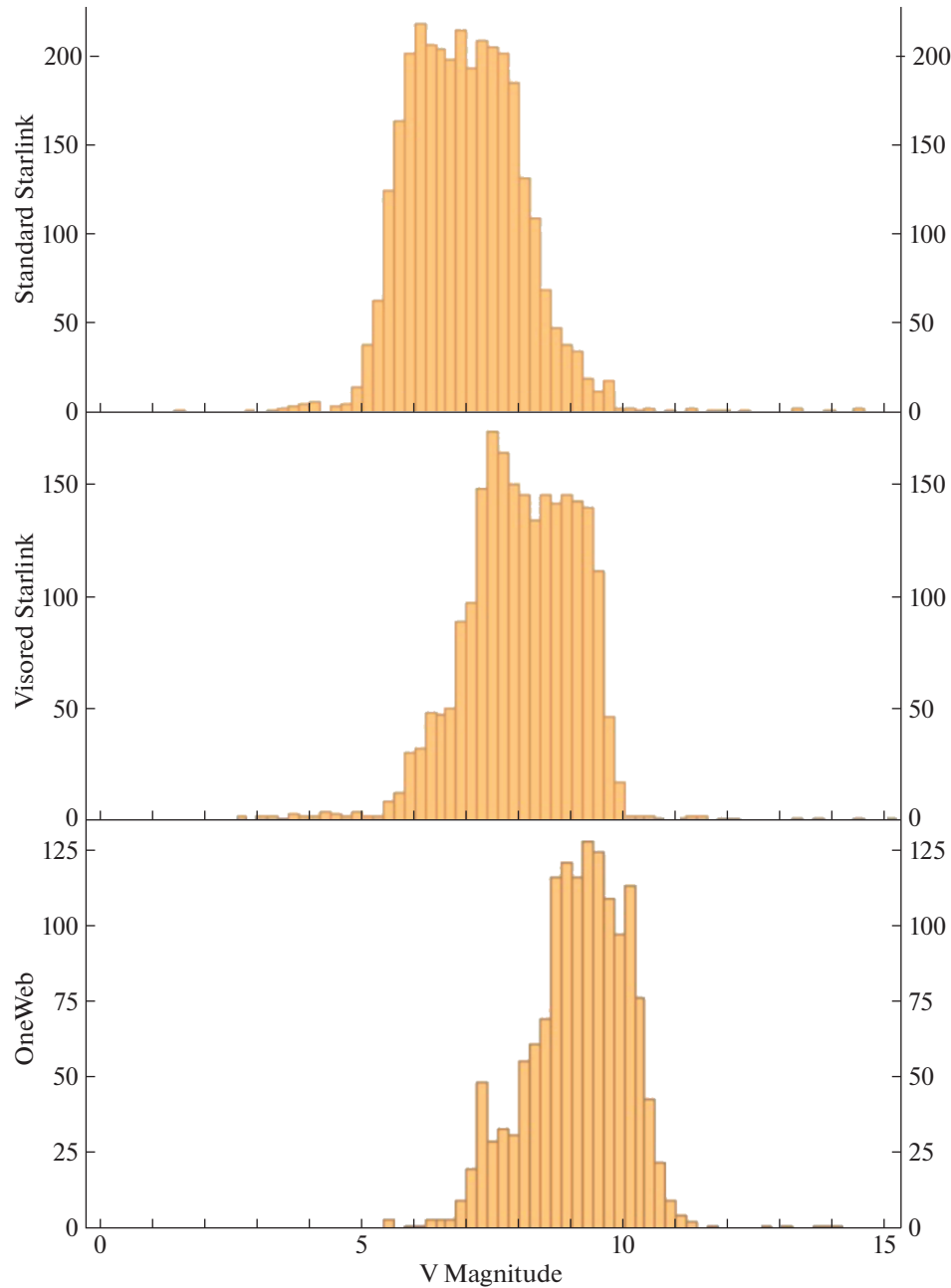


Рис. 3. Гистограммы наблюдаемого блеска стандартного КА Starlink (вверху), вариантов Vizorsat (в центре) и КА OneWeb (внизу) согласно [6].

Темное покрытие уменьшает отраженный свет, видимый наблюдателям на Земле. Однако в последнее время большее предпочтение отдано показанному на правой панели варианту Vizorsat (КА со светоблокирующими козырьками).

Согласно [6] введение козырьков позволило существенно снизить блеск КА. На рис. 3 показаны гистограммы наблюдаемого блеска стандартного КА Starlink, варианта Vizorsat и КА OneWeb согласно [6].

Звездная величина ИСЗ зависит не только от параметров самого КА, но и от расстояния между наблюдателем и ИСЗ и от условий освещенности. На рис. 4 показаны наблюдаемый блеск ИСЗ Starlink и расстояние до наблюдателя [7]. Наблюдения проводились в Аризоне на мобильном робот-телескопе Pomenis апертурой 180 мм, с полем зрения 4.2° [1, Ottarola et al.]. Теоретические кривые получены с использованием упрощенной модели сферы Ламберта для двух высот. Извест-

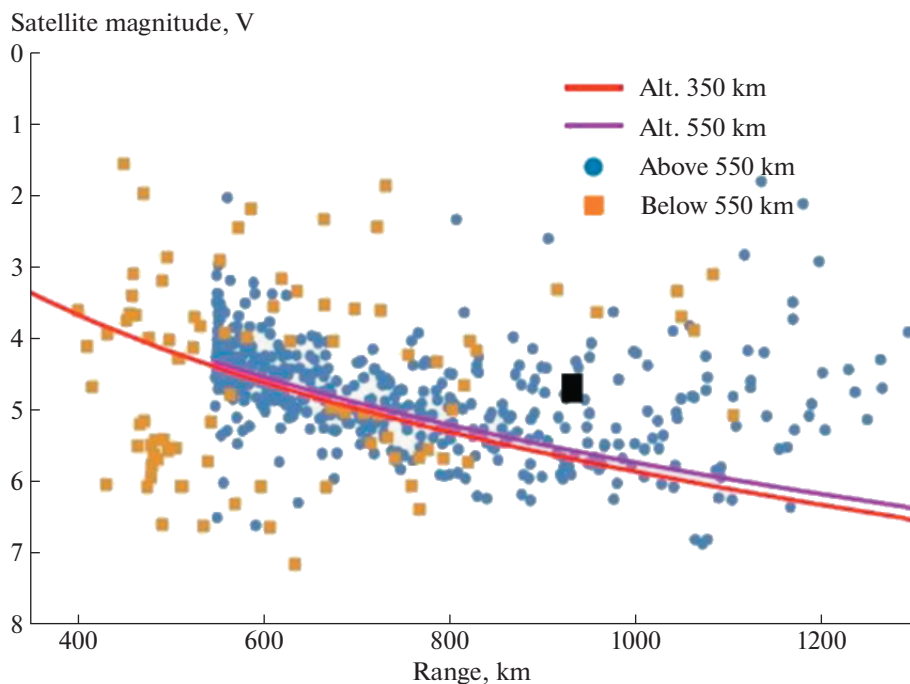


Рис. 4. Блеск ИСЗ в зависимости от расстояния между наблюдателем и ИСЗ. Линии получены с использованием упрощенной модели сферы Ламберта для двух высот [7].

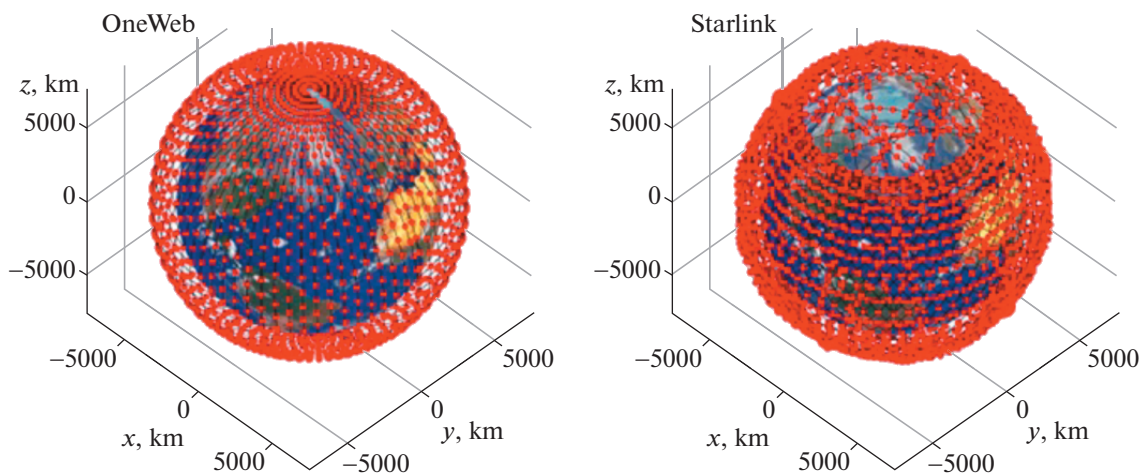


Рис. 5. Примерный вид конфигураций мегасозвездий Starlink и OneWeb.

ный фазовый угол Солнца вносит свой вклад в разброс измерений.

Количество следов ИСЗ в кадре зависит от параметров камеры, длительности экспозиции, параметров группировки ИСЗ и условий видимости. Условия видимости зависят, естественно, от конфигурации группировки ИСЗ, от даты и времени наблюдений и от географической широты обсерватории. На рис. 5 показаны типично представляемые конфигурации мегасозвездий OneWeb и Starlink [8]. Конечно, детальная конфигу-

рация выглядит сложнее. ИСЗ запускаются группами по различным орбитальным плоскостям и/или по различным оболочкам.

Для мегасозвездий количество ИСЗ, находящихся над горизонтом в данной местности примерно постоянно, т.к. большое количество ИСЗ с квазиравномерным распределением по небесной сфере усредняют общую картину. Какая часть всего населения ИСЗ находится над горизонтом, зависит от высоты орбиты. В табл. 2 приведены оценки относительного числа ИСЗ, находящихся

Таблица 2. Параметры некоторых мегасозвездий ИСЗ

Высота орбиты ИСЗ, км	Доля ИСЗ над горизонтом, %	Доля ИСЗ при $h > 10^\circ$, %
350	2.6	0.9
550	4.0	1.8
780	5.5	3.2
1200	7.9	4.3
1325	8.6	5.0
2000	11.9	7.0

над горизонтом или имеющих высоту $h > 10^\circ$ над горизонтом (на более низких высотах наблюдения, как правило, затруднены) от их общего числа. Как видно из этой таблицы, при полном развертывании спутниковых созвездий число находящихся одновременно над горизонтом ИСЗ может достигать нескольких тысяч. Это может создать серьезные помехи и перед наземной астрономией и даже для телескопов на низких околоземных орбитах.

Для оптических наблюдений важно не вообще количество ИСЗ над горизонтом, а количество освещенных Солнцем ИСЗ. ИСЗ, не освещенные Солнцем, не создают оптических помех. Условия освещения зависят от времени года и широты места наблюдения. На рис. 6 показано², как на момент равноденствия в течение ночи в географическом пункте с широтой 50° (Благовещенск, Брюссель и т.д.) изменяется количество освещенных ИСЗ группировок Starlink и OneWeb (промоделирован вариант с 48 тыс. КА). Особо выделена динамика количества ярких ИСЗ ($<5-6^m$). Хорошо видно, что наибольшее количество ИСЗ будет видно в часы близ астрономических сумерек, а посередине ночи оно будет минимальным.

3. ВЛИЯНИЕ МЕГАСОЗВЕЗДИЙ НА НАБЛЮДЕНИЯ

3.1. Помехи для оптических наблюдений

Довольно часто для иллюстрации серьезности проблемы оптического загрязнения новыми созвездиями ИСЗ приводят кадр с изображением группы галактик NGC 5353/4, сделанный в обсерватории Лоуэлла в Аризоне (США) в ночь на 25 мая 2019 г. Диагональные линии показывают 25 из 60 недавно (на тот момент) запущенных спутников Starlink. Эта “ужасающая” картина показана на рис. 7. Однако нужно иметь в виду, что плотность следов и блеск спутников значительно выше в первые дни после запуска (как показано здесь), пока ИСЗ находятся на парковочных ор-

битах. В последующем блеск спутников будет уменьшаться по мере достижения их конечной орбитальной высоты³. Так что этот случай не показательен.

Считается, что для большинства классических узкопольных астрономических телескопов проблема светового загрязнения мегасозвездиями не столь остра. Мешающее воздействие заметнее для телескопов с большим полем зрения, таких как инструменты для обнаружения движущихся объектов, например, инструменты поддерживаемой ООН Международной сети предупреждения об опасных астероидах (IAWN).

По оценкам [9, 10], до 30–40% снимков, сделанных с помощью самого крупного доступного ученым на данный момент обзорного оптического телескопа PASTURERS (США) или такого широкоугольного телескопа как обзорный телескоп Симони (ранее назывался LSST), может оказаться непригодным для использования. Телескоп Симони — это 8-м обзорный телескоп с очень большим полем зрения, который находится в обсерватории имени Веры Рубин (США), и который должен заработать в 2022 г. На рис. 8 приведена проекционная карта Моллвейде всего неба, показывающая полосы, которые ИСЗ созвездия Starlink могло бы сделать за 10-минутную экспозицию в случайно выбранную дату (11 октября 2022 г.) сразу после вечерних сумерек при наблюдениях на телескопе Симони. Зенит находится в центре, север вверху, а восток слева. Изображения следов сгруппированы, потому что группы ИСЗ заполняют орбитальные плоскости. Область, свободная от следов, обусловлена тенью Земли. Серые области находятся ниже горизонта [9].

Исследователи (см., напр., [11]) обнаружили, что широкопольная спектроскопия будет затронута помехами на более низком уровне; до 15% кадров, сделанных в начале и в конце ночи, будут испорчены.

В случае узкопольных инструментов проблема конечно же не так остра, но даже и в этом случае в некоторых условиях может проявиться световое загрязнение следами ИСЗ. На рис. 9 показана карта неба с количеством следов ИСЗ, оставленных за экспозицию 5 мин в кадре узкопольной камеры (поле зрения $6'$). Тонкие белые круги обозначают высоту 10, 20, 30 и 60° , точка зенита находится в центре круга. Широта обсерватории 50° ; высота Солнца -18° (астрономические сумерки). В черной области на юго-востоке спутники находятся в тени Земли. Полосы, идущие с северо-востока на юго-запад, соответствуют оболочкам созвездий на более низких высотах, юго-восточные части которых уже находятся в тени. Резкие черты, идущие с востока на запад, соответствуют

² Рисунок взят с сайта <https://www.eso.org/ohainaut/satellites/>

³ https://www.williamsseaandsky.com/?page_id=8169

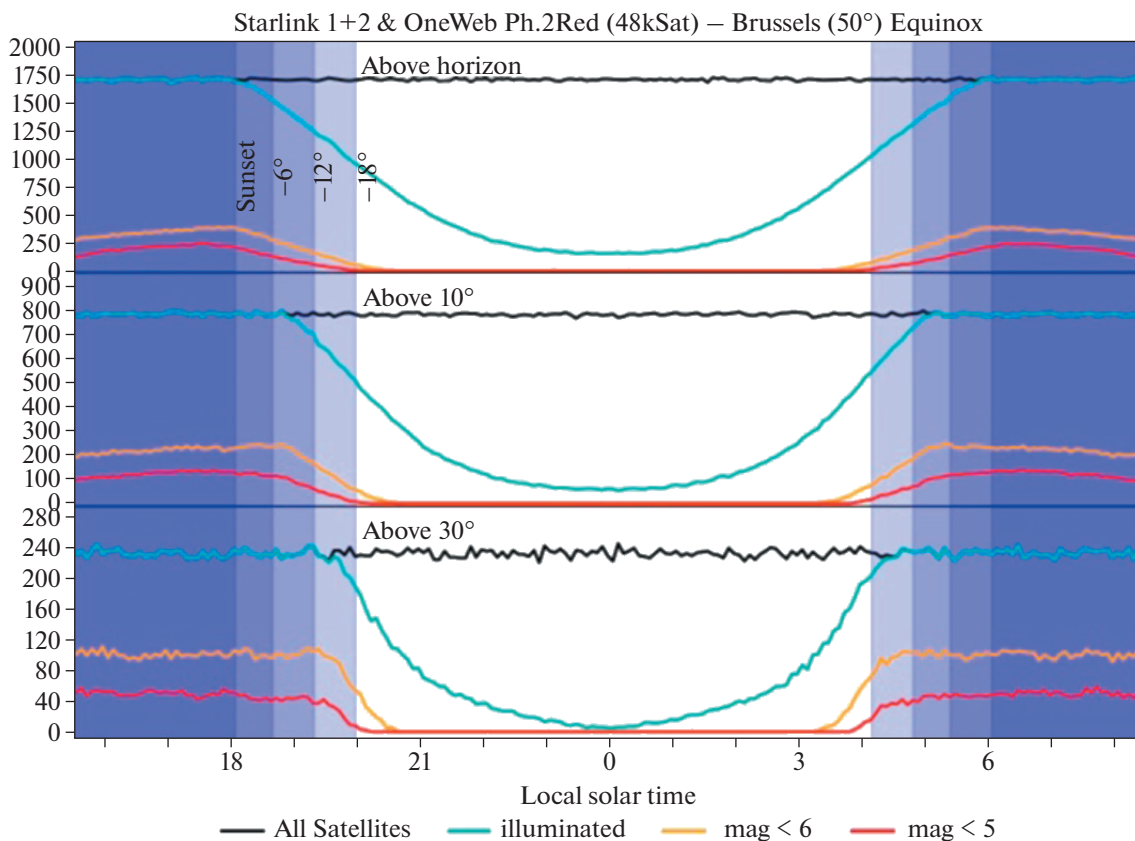


Рис. 6. Изменение количества освещенных ИСЗ группировок Starlink и OneWeb в течение ночи в географическом пункте с широтой 50° на момент равноденствия.

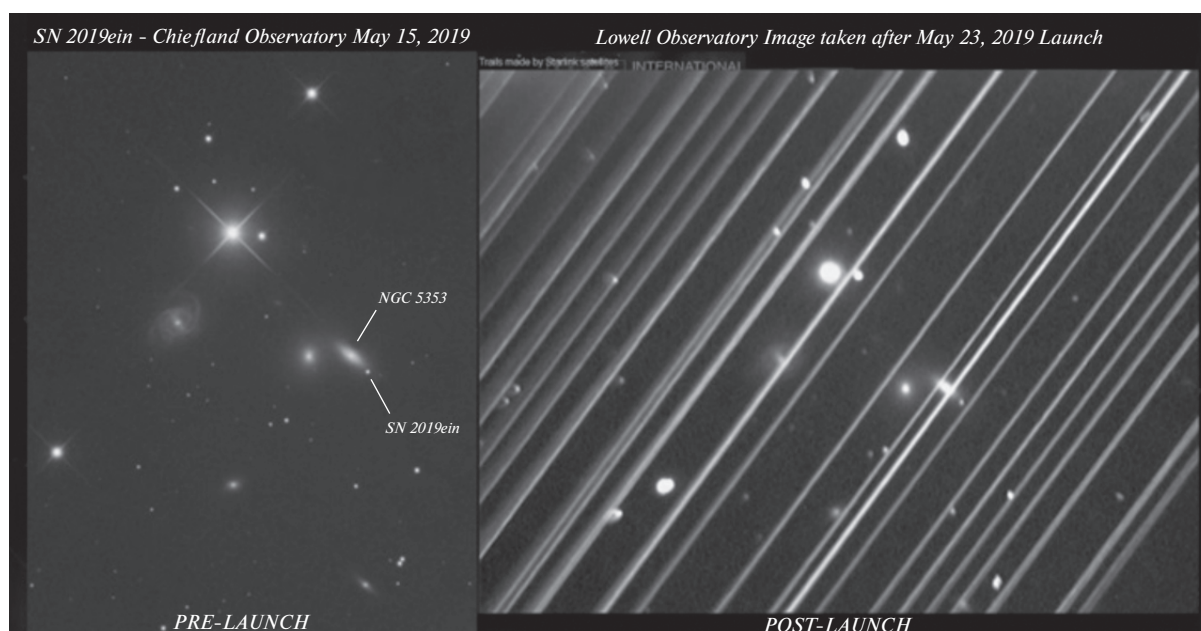


Рис. 7. Изображение группы галактик NGC 5353/4, сделанное в обсерватории Лоуэлла в Аризоне в ночь на 25 мая 2019 г. Диагональные линии показывают 25 из 60 недавно (на тот момент) запущенных спутников Starlink.

10.0 minutes, 47 708 sats, sunAlt = -18.4 degrees

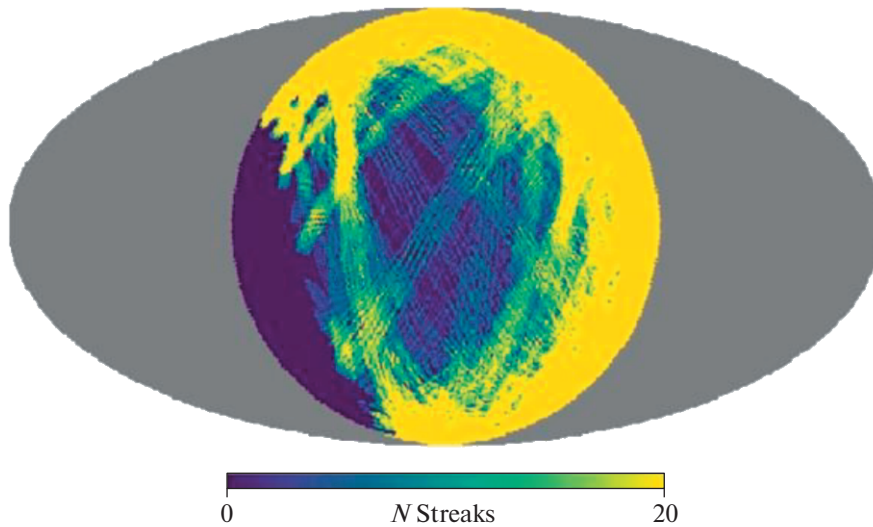


Рис. 8. Количество полос (следов ИСЗ), которые созвездие Starlink могло бы оставить в кадре на телескопе Симони за 10-минутную экспозицию в случайно выбранную дату (11 октября 2022 г.) сразу после вечерних сумерек [9].

краям оболочек созвездий, наклоны которых близки к широте обсерватории [7].

Количество следов — лишь одна из характеристик. Важна еще ширина следа. Если она существенно шире одного пикселя, то, соответственно, число “засвеченных” пикселей может быть большим. В современных оптических системах размеры оптического пикселя (определяется качеством оптики) и пикселя приемника излучения согласованы. Но это выполняется только для использования в наблюдениях (бесконечно) далеких источников. Для достаточно длиннофокусных современных телескопов ИСЗ, находящиеся на расстояниях в сотни километров, оказываются “не в фокусе”. Даже для камер с коротким фокусом такая ситуация имеет место, если наблюдаются близкие объекты (например, метеоры). Кроме того, угловой размер объекта может быть вполне заметным, т.е. объект уже нельзя считать точечным. Для оценки эффективного углового размера изображения ИСЗ θ_{eff} можно применить оценочную формулу [12].

$$\theta_{\text{eff}}^2 = \theta_{\text{atm}}^2 + \frac{D_{\text{satellite}}^2 + D_{\text{mirror}}^2}{d^2}, \quad (1)$$

где θ_{atm} — атмосферное качество изображения (seeing), $D_{\text{satellite}}$ — размер ИСЗ, D_{mirror} — диаметр главного зеркала, d — расстояние до ИСЗ. На рис. 10 показана зависимость углового размера (полуширины пика распределения энергии) изображения ИСЗ, полученного с помощью телескопа Subaru, от расстояния до ИСЗ и размера ИСЗ [13].

Подробный анализ возможных последствий для астрономических наблюдений на инструментах ESO выполнен в работе [5]. Подробно проанализированы помеховые последствия для наблюдений на инструменте FORS2 (FOcal Reducer and low dispersion Spectrograph), разработанном как многоцелевой инструмент для наблюдений в диапазоне рабочих длин волн от 330 до 1100 нм. FORS2 включает фокальный редуктор (поле зрения 6.8') и спектрограф-камеру низкой дисперсии (R до 2800), а также мультиобъектный спектрограф. Согласно результатам анализа возможных последствий для астрономических наблюдений на инструментах ESO, выполненном в [5], до 0.3% изображений FORS2 будут испорчены яркими спутниками (пиковое значение 2.7% во время астрономических сумерек). В среднем до 20% изображений будут включать в себя более слабые спутниковые следы, каждый из которых затрагивает до 1.5% пикселей кадра. Кроме случая очень коротких экспозиций, эффект масштабируется в зависимости от времени экспозиции и размера поля зрения. Инструменты, попадающие в эту категорию, включают также EFOSC2 (La Silla), SPHERE, HAWK-I (Paranal).

3.2. Помехи для радионаблюдений

Как известно, весь радиодиапазон поделен в частотном отношении между различными группами пользователей. За радиоастрономами зарезервировано несколько участков. Частотные участки, выделенные для радиоастрономии, показаны желтыми полосками на рис. 11. Зеленые стрелки указывают участки частот для радиосвязи

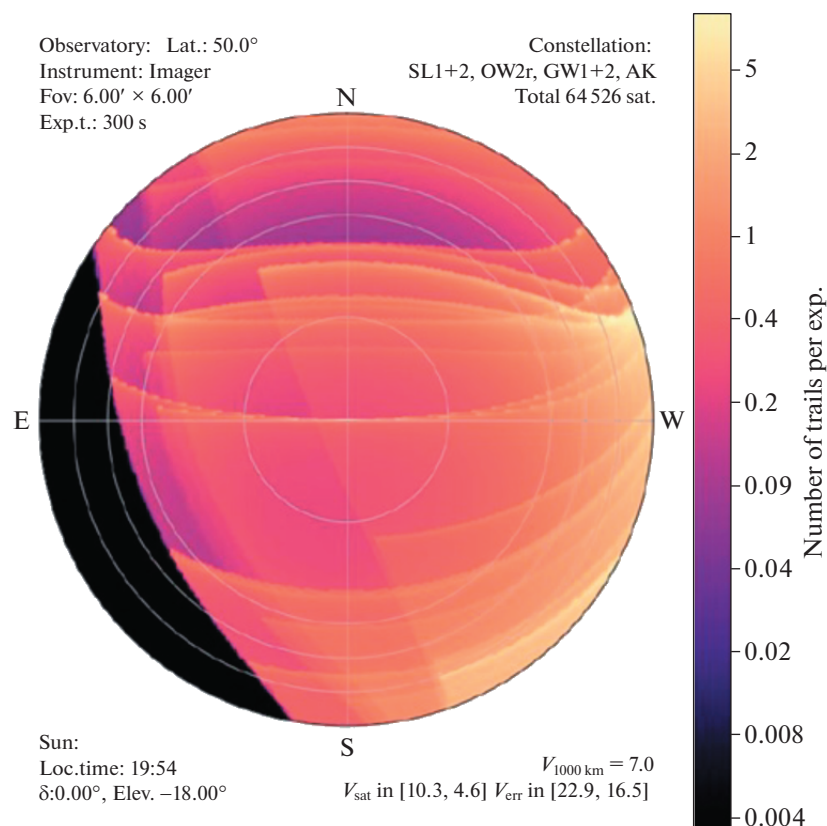


Рис. 9. Количество следов ИСЗ, оставленных за экспозицию 5 мин в кадре узкопольной камеры (поле зрения $6'$), сделанном в момент астрономических сумерек. Широта обсерватории 50° . Другие детали описаны в тексте.

со спутниками Starlink (левая пара стрелок) и OneWeb (правая пара стрелок). Направления стрелок в каждой паре соответствуют направлениям передачи (downlink и uplink). В StarLink и OneWeb предполагается использовать Ku диапазон (10.7–12.7 и 14–14.5 ГГц) и Ka диапазон (17.8–19.3 и 27.5–30.0 ГГц).

Формально участки для связи с ИСЗ и радиоастрономии разнесены. Однако самые амбициозные радиоастрономические проекты связаны с наблюдениями в широком диапазоне частот. Поэтому такие мегапроекты, как SKA, реализуются в так называемых радиоспокойных зонах (Radio Quiet Zone – RQZ). Такие зоны есть в наименее населенных регионах планеты, но с появлением мегасозвездий ИСЗ радиоспокойных зон не будет нигде на земном шаре. Радиоастрономы в других проектах также ведут наблюдения в незащищенных диапазонах в RQZ и уже сталкиваются с проблемами. Излучение со спутников создает, например, проблемы для всех радиотелескопов и телескопов СМВ в Чили и на Южном полюсе.

Проблемой могут стать внеполосные и паразитные излучения в защищенных радиоастрономических диапазонах. Боковые лепестки диаграмм направленности также будут создавать за-

метный фон. Так что суть проблемы радиопомех в том, что десятки тысяч ИСЗ из обсуждаемых коммуникационных спутниковых созвездий будут активно излучать в радиодиапазоне. С 50000 спутниками на орбите в среднем один ИСЗ будет находиться (и излучать на Землю) в пределах 1.3° от линии наведения наземного радиотелескопа, где бы этот телескоп ни находился и куда бы он ни наводился.

4. НЕКОТОРЫЕ ВЫВОДЫ И РЕКОМЕНДАЦИИ

Проблема влияния мегасозвездий ИСЗ на астрономические наблюдения реальна. Пока она не является критичной, но быстро растет.

Что касается наблюдений в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах, то негативный эффект спутниковых следов более существен для широкопольных камер, в первые и последние часы ночи. Спектрографы с низким и средним разрешением подвержены меньшему помеховому воздействию, но помехи могут быть примерно на том же уровне, что и у полезного сигнала. Спектрографы с высоким разрешением, по сути, будут невосприимчивы.

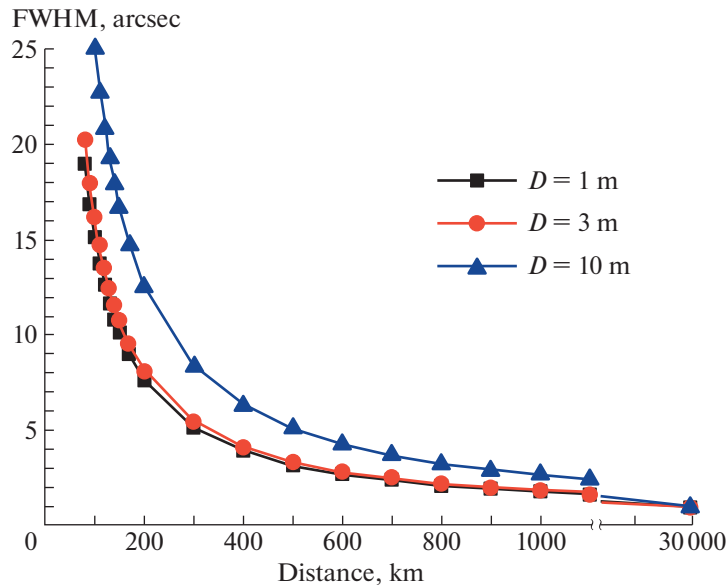


Рис. 10. Размер FWHM изображения расфокусированного объекта диаметром D на камере SuprimeCam (Subaru), полученный на телескопе с типичным размером видимости $0.8''$ [13].

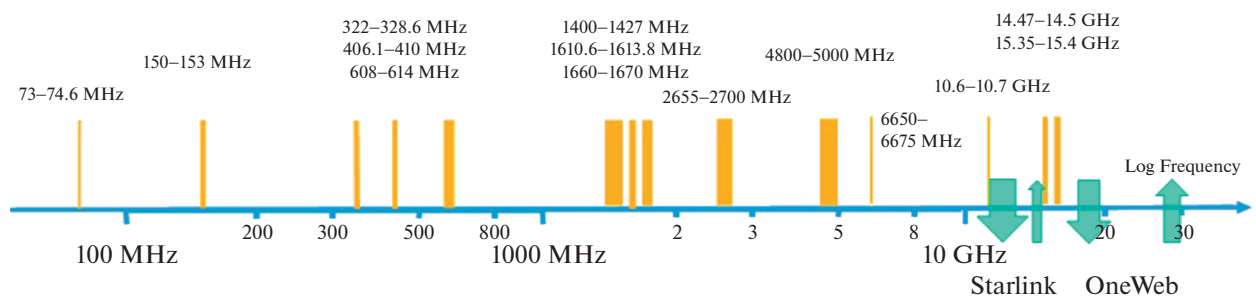


Рис. 11. Частотные диапазоны, выделенные для радиоастрономии (желтые полосы). Зелеными стрелками показаны участки частот для радиосвязи со спутниками Starlink (левая пара стрелок) и OneWeb (правая пара стрелок).

Относительно конкретных технических рекомендаций можно отметить, что нет универсальных рекомендаций по смягчению последствий спутниковых следов для всех типов научных приборов и всех научных задач. Что касается конкретики выработанных рекомендаций, то они простые (по формулировке), но иногда противоречивые и даже взаимоисключающие.

В отношении наблюдений в оптическом диапазоне производителям ИСЗ, запускающим и эксплуатирующим организациям рекомендуется:

- делать спутники как можно более темными ($V > 7^m$);
- свести к минимуму общее количество спутников;
- выбирать предпочтительные высоты орбиты < 600 км;

- управлять положением ИСЗ, чтобы не отражать свет на обсерватории;
- учитывать условия изменения видимости при орбитальных маневрах (сход, подъем и т.д.);
- предоставлять общедоступные данные высокой точности о местоположении спутника с тем, чтобы можно было оптимизировать программы наблюдений.

В отношении наблюдений в радиодиапазоне:

- избегать прямого освещения передатчиками ИСЗ радиобсерваторий (согласно результатам интенсивного обсуждения среди экспертов вряд ли возможно “сжечь” приемник на радиотелескопе, но прямая засветка точно приводит к сбою в настройках этих очень чувствительных и сложных устройств);
- придерживаться предельных значений эквивалентной плотности потока мощности, реко-

мендуемых МСЭ для электромагнитных помех. Минимизировать внеполосные, паразитные излучения. Радиопередатчики на спутниках должны иметь уровни излучения в боковых лепестках достаточно низкие, чтобы не прямое освещение ими радиотелескопов и зон радиомолчания не создавало помех ни по отдельности, ни в совокупности.

Общая рекомендация вполне естественна. Она формулируется просто — развивать сотрудничество астрономического и спутникового сообществ.

Во Введении отмечалось, что проблеме D&QS было посвящено несколько недавних крупных международных конференций и совещаний, и что тема стала одной из обсуждаемых на трибуне ООН. Международный астрономический союз учредил Центр по защите темного и спокойного неба от воздействия спутниковых группировок (IAU Centre for the Protection of the Dark and Quiet Sky from Satellite Constellation Interference), который приступил к работе на базе исследовательской лаборатории NOIRLab и обсерватории SKAO с 1 апреля 2022 г. Основная работа центра будет включать разработку программных инструментов для помощи астрономам, работу над национальной и международной политикой в сфере спутниковых группировок, работу с общественностью и промышленностью над технологиями для устранения воздействий спутников на астрономические наблюдения. Центр уже установил связь с Amazon, OneWeb и SpaceX.

Также отмечалось, что, к сожалению, Россия пока что остается несколько в стороне и ее вклад в общую активность незначителен. Но ситуация меняется. 18–21 апреля 2022 г. в Москве состоялась Всероссийская научно-практическая конференция с международным участием “Околоземная астрономия — 2022”. Конференция была организована Институтом астрономии РАН и Институтом космических исследований РАН. Конференция была посвящена тематике космических угроз. Было уделено внимание и проблеме темного и спокойного неба. Обсуждение этой те-

мы на большом общероссийском форуме состоялось впервые. По итогам конференции были приняты решения, одно из которых сформулировано так: “...поддержать инициативу Международного астрономического союза о продолжении серьезного профессионального рассмотрения глобальной проблемы темного и спокойного неба на площадке ООН.”

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *C. Walker, S. Di Pippo, M. Aubé, J. Barrentine, et al.*, Dark and Quiet Skies I (2020), Report of the conference held 5–9 October, 2020.
2. *C. Walker, S. Di Pippo, M. Aubé, J. Barrentine, et al.*, Dark and Quiet Skies II (2021), Report of the conference held 3–7 October, 2021.
3. *C. Walker*, The NOIRLab Mirror **2**, 74 (2021).
4. *J. Hall, C. Walker, M. Rawls, J. McDowell, et al.*, Bull. Amer. Astron. Soc. **53**, 1 (2021).
5. *A. Williams, O. Hainaut, A. Otarola, G. H. Tan, A. Biggs, N. Phillips, and G. Rotola*, arXiv:2108.03999 [astro-ph.IM] (2021).
6. *H. Krantz, E. C. Pearce, and A. Block*, arXiv:2110.10578 [astro-ph.IM] (2021).
7. *C. G. Bassa, O. R. Hainaut, and D. Galadí-Enríquez*, Astron. and Astrophys. **657**, id. A75 (2022), arXiv:2108.12335 [astro-ph.IM].
8. *N. Reiland, A. J. Rosengren, R. Malhotra, and C. Bombardelli*, Adv. Space Research **67**, 3755 (2021), arXiv:2002.00430 [astro-ph.EP].
9. *J. A. Tyson, Ž. Ivezić, A. Bradshaw, M. L. Rawls, et al.*, Astron. J. **160**, id. 226 (2020), arXiv:2006.12417 [astro-ph.IM].
10. *M. L. Rawls, H. B. Thiemann, V. Chemin, L. Walkowicz, M. W. Peel, and Y. G. Grange*, Res. Notes Amer. Astron. Soc. **4**, 189 (2020), arXiv:2011.05168 [physics.pop-ph].
11. *O. R. Hainaut and A. P. Williams*, Astron. and Astrophys. **636**, id. A121 (2020), arXiv:2003.01992 [astro-ph.IM].
12. *D. Bektešević, D. Vinković, A. Rasmussen, and Ž. Ivezić*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **474**, 4837 (2018), arXiv:1707.07223 [astro-ph.EP].
13. *M. Iye, M. Tanaka, M. Yanagisawa, N. Ebizuka, et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan **59**, 841 (2007), arXiv:0704.3491 [astro-ph].