_

Том 97, номер 6, 2020

Трехмерное численное моделирование структуры течения в асинхронном поляре CD Ind в приближении смещенного дипольного магнитного поля белого карлика	
А. В. Соболев, А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, Д. А. Х. Бакли	443
Принципы космической навигации по пульсарам	
А. Е. Родин, В. В. Орешко, В. А. Потапов, М. С. Пширков, М. В. Сажин	476
Обнаружение пяти новых пульсаров на радиотелескопе БСА ФИАН	
С. А. Тюльбашев, М. А. Китаева, В. С. Тюльбашев, В. М. Малофеев, Г. Э. Тюльбашева	505
Быстрая переменность поляризованного излучения блазара S5 0716+714 в оптическом диапазоне	
В. С. Бычкова, Н. С. Кардашев, К. Л. Масленников, В. Л. Плохотниченко, Г. М. Бескин, С. В. Карпов	513
Реструктуризация магнитных полей Солнца и центры вспышечной активности в цикле 24	
А. В. Боровик, А. В. Мордвинов, Е. М. Голубева, А. А. Жданов	521

УДК 524.3-17

ТРЕХМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ В АСИНХРОННОМ ПОЛЯРЕ CD Ind В ПРИБЛИЖЕНИИ СМЕЩЕННОГО ДИПОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ БЕЛОГО КАРЛИКА

© 2020 г. А. В. Соболев^{1,*}, А. Г. Жилкин¹, Д. В. Бисикало¹, Д. А. Х. Бакли²

¹ Институт астрономии РАН, Москва, Россия ² South African Astronomical Observatory, Cape Town, South Africa *E-mail: asobolev@inasan.ru Поступила в редакцию 24.12.2019 г. После доработки 02.03.2020 г. Принята к публикации 02.03.2020 г.

В работе исследована структура течения в асинхронном поляре CD Ind в приближении смещенного диполя. Результаты расчетов позволили выделить такие особенности системы, как дрейф горячих пятен на поверхности белого карлика, зависимость структуры течения от фазы спин-орбитального периода биений, процесс переключения магнитных полюсов. Для исследования структуры течения мы использовали трехмерную численную МГД модель, основанную на приближении модифицированной магнитной гидродинамики. Численные расчеты проведены для десяти фаз периода биений при постоянном темпе массообмена. Кроме того, для более детального исследования процесса переключения полюсов проведены дополнительные серии расчетов в соответствующих диапазонах фазы спин-орбитального периода биений. Показано, что зоны энерговыделения в течение спинорбитального периода смещаются по долготе в среднем на 20° , что соответствует величине 0.05 фазы орбитального периода. Установлено, что процесс переключения магнитных полюсов происходит за время, не превышающее 0.1 спин-орбитального периода биений. В середине этого процесса аккреция осуществляется на оба полюса с одинаковой интенсивностью, а струя вещества выглядит в форме арки. По результатам расчетов построены синтетические кривые блеска в оптическом диа-пазоне спектра.

DOI: 10.31857/S0004629920070063

1. ВВЕДЕНИЕ

Поляры [1] являются подклассом магнитных катаклизмических переменных звезд и представляют собой тесные двойные системы [2], состоящие, как правило, из белого карлика (аккретор, первичный компонент) с магнитным полем более 10 МГс и маломассивной звезды главной последовательности (донор, вторичный компонент). Оптическое (а также инфракрасное) излучение поляров характеризуется наличием значительной степени поляризации, что и отражено в их названии. Впервые этот эффект обнаружен Тапиа в 1976 г. у объекта AM Her [3]. Магнитное поле аккретора оказывает сильное влияние на обмен вешеством между компонентами двойной системы. Донор, заполнив свою полость Роша, начинает терять вещество из оболочки через внутреннюю точку Лагранжа [4, 5], которое затем захватывается магнитным полем белого карлика. При этом вместо аккреционного диска формируется коллимированная струя, в которой вещество перетекает к магнитным полюсам аккретора. Другим эффектом, связанным с наличием сильного магнитного поля, является синхронизация периодов собственного вращения компонентов с их орбитальным периодом [6, 7].

Однако, когда белый карлик взрывается как новая, у него возникает некоторый асинхронизм (порядка 1–2%) собственного вращения относительно орбитального периода двойной системы [8]. В связи с этим принято разделять поляры на синхронные и асинхронные (системы типа ВY Cam). В настоящее время известно около 100 поляров с орбитальным периодом от 80 мин до 8 ч, из них асинхронными являются всего 4 системы: V1500 Cyg, V1432 Aql, BY Cam и CD Ind. Для асинхронных поляров вводится такая характеристика, как период биений P_{beat} , определяемый из следующего соотношения:

$$\frac{1}{P_{\text{beat}}} = \frac{1}{P_{\text{spin}}} - \frac{1}{P_{\text{orb}}},\tag{1}$$

где $P_{\rm spin}$ и $P_{\rm orb}$ – периоды собственного вращения белого карлика относительно наблюдателя и ор-

битальный период двойной системы соответственно. В течение одного периода биений аккреционный поток от вторичной звезды вращается вокруг магнитного поля белого карлика. Таким образом, ориентация магнитного поля белого карлика относительно донора повторяется за один период биений. В зависимости от ориентации магнитного поля (и его геометрии) поток аккреции будет следовать за различными линиями магнитного поля и переключаться с одного полюса на другой [9].

Объект CD Ind (также известный как EUVE J2115-586 и RX J2115.7-5840) был обнаружен в 1996 г. [10] как вероятный кандидат в магнитные катаклизмические переменные звезды при обработке данных с ультрафиолетового телескопа EUVE, а также в 1997 г. [11] как рентгеновский источник. Кроме того, авторы работы [11] впервые идентифицировали систему как асинхронный поляр с самым коротким периодом биений, в котором напряженность магнитного поля белого карлика составляет 11 ± 2 МГс. Выполненные в дальнейшем оптическая поляриметрия и рентгеновские наблюдения [12, 13] подтвердили принадлежность CD Ind к классу асинхронных поляров, при этом период его биений оказался равным одной неделе. В 2017 г. после обработки данных, полученных за 10 лет наблюдений поляра, были уточнены значения орбитального периода (110.8 мин) и периода вращения белого карлика (109.6 мин) [14]. Определенный таким образом по формуле (1) период биения составил 7.03 дня, что делает на сегодня CD Ind асинхронным поляром с самым коротким периодом биения.

Возможно, что еще одной особенностью данного поляра является наличие смещенного дипольного магнитного поля. Предположение о такой его конфигурации было высказано в статье [15] на основе данных циклотронного картирования и численного моделирования в рамках приближения квазичастиц [16-22]. В качестве другого объяснения наблюдаемой геометрии аккреции авторы статьи [15] допускают возможное наличие магнитного поля более высокого порядка. Например, можно рассматривать суперпозицию дипольного и квадрупольного полей. Однако в рамках данной работы мы исследуем только гипотезу смещенного диполя. В дальнейшем мы планируем выполнить численные расчеты с более сложной структурой магнитного поля.

Стоит отметить, что конфигурация магнитного поля со смещенным диполем свойственна некоторым другим объектам, например химически пекулярным звездам [23], а также планетам Солнечной системы — Урану [24] и, по последним данным, Юпитеру [25].

В данной работе на основе результатов трехмерного численного моделирования, а также с учетом интерпретации наблюдательных данных мы исследуем структуру течения в асинхронном поляре CD Ind в предположении смещенного дипольного магнитного поля белого карлика. Статья организована следующим образом. Во втором разделе приводится описание используемой нами численной модели. В третьем разделе представлены результаты численных расчетов. В Заключении кратко обсуждаются основные выводы по работе.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Более детальное представление о структуре течения в полярах можно получить на основе совместного использования наблюдательных данных и результатов численного моделирования. В работах [4, 26, 27] (см. также монографию [5]) была разработана самосогласованная трехмерная численная модель для расчета структуры течений в тесных двойных системах с учетом магнитного поля. Для моделирования мы использовали модифицированную систему уравнений магнитной гидродинамики, которая позволяет описать все основные динамические эффекты, связанные с магнитным полем [28]. В численной модели были учтены процессы радиационного нагрева и охлаждения, нагрева за счет диссипации токов, а также диффузия магнитного поля. При этом формирование и последующая эволюция аккреционного потока происходят естественным образом в результате процесса массопереноса вещества через внутреннюю точку Лагранжа. Мы успешно применяли этот подход для моделирования структуры течения в полярах и промежуточных полярах [4, 9, 27, 29–39] (см. также монографию [5]).

Для исследования структуры течения в системе CD Ind были выполнены трехмерные численные расчеты для десяти фаз спин-орбитального периода P_{beat} . В нашей модели использованы следующие параметры системы. Звезда-донор (красный карлик) имеет массу $M_d = 0.21 M_{\odot}$ и эффективную температуру $T_d = 3200$ К. Звезда-аккретор (белый карлик) имеет массу $M_a = 0.7 M_{\odot}$, радиус $R_a = 0.014 R_{\odot}$ и эффективную температуру $T_a =$ = 12000 К. Период обращения двойной системы $P_{\text{orb}} = 1.846$ ч, а большая полуось орбиты A == 0.735 R_{\odot} . Индукция магнитного поля в районе северного магнитного полюса задавалась равной $B_a = 11$ МГс.

Численное моделирование структуры течения проводилось в неинерциальной системе отсчета, вращающейся вместе с двойной системой с угловой скоростью $\Omega = 2\pi/P_{orb}$ вокруг ее центра масс. Поле сил, действующих на вещество в та-

кой системе отсчета, определяется потенциалом Роша

$$\Phi = -\frac{GM_{\rm a}}{|\vec{r} - \vec{r}_{\rm a}|} - \frac{GM_{\rm d}}{|\vec{r} - \vec{r}_{\rm d}|} - \frac{1}{2} [\vec{\Omega} \times (\vec{r} - \vec{r}_{\rm c})]^2, \qquad (2)$$

где *G* – гравитационная постоянная, а радиусывекторы \vec{r}_a , \vec{r}_d и \vec{r}_c определяют положение центра аккретора, центра донора и центра масс двойной системы. Первое и второе слагаемые в выражении (2) описывают гравитационные потенциалы аккретора и донора. Последнее слагаемое описывает центробежный потенциал относительно центра масс. В выбранной системе отсчета используется декартова система координат (x, y, z), начало которой расположено в центре аккретора $(\vec{r}_{a} = 0)$. Ось *х* совпадает с линией, соединяющей центры донора и аккретора, при этом ее положительные значения направлены в сторону, противоположную донору. Отрицательное направление оси х указывает на нулевую фазу орбитального периода, при этом возрастание орбитальной фазы происходит в направлении по часовой стрелке. Вращение системы в этом случае осуществляется против часовой стрелки. Центр донора расположен на расстоянии А от начала ковдоль х, поэтому ординат оси вектор $\vec{r}_{d} = (-A, 0, 0)$. Ось у перпендикулярна оси x и лежит в орбитальной плоскости системы. Ось z направлена вдоль оси вращения двойной системы: $\dot{\Omega} = (0, 0, \Omega).$

Магнитное поле аккретора имеет дипольную конфигурацию, но в данной работе мы рассматриваем случай смещенного диполя. Величина индукции магнитного поля такой дипольной структуры может быть описана следующим выражением:

$$\vec{B}_{*} = \frac{\mu}{R^{3}} [3(\vec{d} \cdot \vec{n})\vec{n} - \vec{d}], \qquad (3)$$

где μ — магнитный момент, вектор $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}_{\rm dip}$, $\vec{n} = \vec{R}/R$ — единичный вектор, направленный из центра аккретора в точку наблюдения поля. Радиус-вектор $\vec{r}_{\rm dip}$ соответствует центру диполя. В нашей модели центр диполя был смещен по *z* на расстояние половины радиуса звезды ниже орбитальной плоскости поляра. Поэтому вектор $\vec{r}_{\rm dip} = (0, 0, -R_{\rm a}/2)$. Единичный вектор \vec{d} определяет ось симметрии диполя. Компоненты вектора \vec{d} в декартовой системе координат могут быть записаны в виде

$$d_x = \sin\theta\cos\varphi, \quad d_y = \sin\theta\sin\varphi, \quad d_z = \cos\theta, \quad (4)$$

где углы θ , ϕ определяют ориентацию магнитной оси в пространстве. Угол θ отсчитывается от северного географического полюса аккретора, а ϕ – от положительного направления оси *x* в сторону

вращения системы. Вектор магнитного момента $\bar{\mu} = \mu \vec{d}$, а магнитный момент аккретора вычислялся по формуле $\mu = B_a R_a^3/2$. Поскольку мы рассматриваем систему с асинхронным вращением аккретора, азимутальный угол ф будет зависеть от времени. Ориентация магнитного диполя, соответствующая нулевой фазе периода биений, задана следующими значениями углов: $\theta_0 = 70^\circ$, $\phi_0 = 90^\circ$ [15]. Далее при переходе от одной фазы спин-орбитального периода к другой угол ф возрастает в направлении вращения двойной системы против часовой стрелки. Угол θ при этом остается неизменным.

Заметим, что магнитное поле \vec{B}_* , задаваемое формулой (3), является потенциальным, $\nabla \times \vec{B}_* =$ = 0. Кроме того, поскольку в данной работе структуру течения мы моделировали отдельно для разных фаз спин-орбитального периода P_{beat} без учета собственного вращения аккретора, то магнитное поле \vec{B}_{\star} в каждом варианте расчета можно считать стационарным, $\partial \vec{B}_* / \partial t = 0$. Эти обстоятельства позволяют его частично исключить из уравнений, соответствующих описывающих структуру МГД течения [5, 40-42]. Этот прием в численной модели удобно использовать, чтобы избежать в процессе расчета накопления ошибок при операциях с большими числами. Для этого полное магнитное поле \vec{B} можно представить в виде суперпозиции поля аккретора \vec{B}_* и поля \vec{b} , индуцированного электрическими токами в аккреционной струе и оболочке двойной системы: $\vec{B} = \vec{B}_* + \vec{b}$. При этом в разностной схеме вычисляется только возмущение магнитного поля \vec{b} . Такое расщепление магнитного поля часто используется при моделировании МГД аккреции (см., напр., [43-46]).

Структура течения в магнитных тесных двойных системах может быть описана следующей системой уравнений [4, 5]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \tag{5}$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \frac{\vec{b} \times (\nabla \times \vec{b})}{4\pi\rho} - \nabla \Phi + 2(\vec{v} \times \vec{\Omega}) - \frac{\vec{v}_{\perp}}{t_{w}},$$
(6)

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \nabla \times [\vec{v} \times \vec{b} + \vec{v} \times \vec{B}_* - \eta_w (\nabla \times \vec{b})], \qquad (7)$$

$$\rho \left\lfloor \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \varepsilon \right\rfloor =$$

$$= -P(\nabla \cdot \vec{v}) + n^{2}(\Gamma - \Lambda) + \frac{\eta_{w}}{4\pi} (\nabla \times \vec{b})^{2},$$
(8)

где ρ – плотность, \vec{v} – скорость, P – давление, ε – удельная внутренняя энергия газа, n – концентрация, η_w – коэффициент магнитной вязкости. Слагаемое 2($\vec{v} \times \vec{\Omega}$) в уравнении движения (6) описывает силу Кориолиса. Плотность, внутренняя энергия и давление связаны между собой уравнением состояния идеального газа

$$P = (\gamma - 1)\rho\varepsilon, \tag{9}$$

где $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты.

В уравнении энергии (8) учтены эффекты радиационного нагрева и охлаждения [47–50], а также нагрев за счет диссипации токов. В нашей численной модели используются линейные аппроксимации функций нагрева Г и охлаждения Λ от температуры *T* в окрестности ее равновесного значения $T_* = 8278$ K, соответствующей эффективной температуре горячего компонента $T_a = 12000$ K:

$$\Gamma = \Gamma_* + \Gamma'_*(T - T_*), \quad \Lambda = \Lambda_* + \Lambda'_*(T - T_*),$$
 (10)

где $\Gamma_* = \Lambda_* = 3.46 \times 10^{-25} \text{ (эрг см}^3)/\text{с}, \ \Gamma'_* = -8.39 \times 10^{-29} \text{ (эрг см}^3)/(\text{с K}), \ \Lambda'_* = 3.05 \times 10^{-29} \text{ (эрг см}^3)/(\text{с K}).$ При вычислении разности $\Gamma - \Lambda$ величины Γ_* и Λ_* сокращаются.

В основе нашей модели лежит приближение модифицированной магнитной гидродинамики [27, 4, 5], которое подробно описано в работе [28]. Это приближение соответствует МГД в присутствии очень сильных внешних магнитных полей с учетом волновой альфвеновской турбулентности при малых магнитных числах Рейнольдса $(R_{\rm m} \ll 1)$ [51]. Динамика плазмы в сильном внешнем магнитном поле характеризуется относительно медленным усредненным движением вдоль магнитных силовых линий, дрейфом частиц под действием внешних сил поперек магнитных силовых линий и распространением с очень большими скоростями альфвеновских и магнитозвуковых волн. Поскольку быстрые МГД волны за характерное динамическое время могут много раз пересекать область потока, взаимодействовать между собой и формировать турбулентный каскад [52], мы можем исследовать усредненную картину течения по аналогии с МГД турбулентностью [53-55].

В уравнении движения (6) последнее слагаемое описывает эффективную электромагнитную силу, действующую на плазму со стороны магнитного поля аккретора, которая влияет на компонент скорости плазмы, перпендикулярный (символ ⊥) магнитным силовым линиям [36, 56– 58]. Выражение для этой силы является аналогом силы трения между компонентами плазмы, состоящей из нескольких видов частиц (см., напр., [59, 60]). Иными словами, сильное внешнее магнитное поле играет роль эффективной жидкости, с которой взаимодействует плазма.

Шкала времени релаксации для поперечного компонента скорости определяется выражением:

$$t_w = \frac{4\pi\rho\eta_w}{B_*^2}.$$
 (11)

Здесь коэффициент магнитной турбулентной вязкости

$$\eta_w = \alpha_w \frac{l_w B_*}{\sqrt{4\pi\rho}},\tag{12}$$

где α_w — безразмерный коэффициент, характеризующий эффективность волновой турбулентности, а $l_w = B_* / |\nabla B_*|$ — характерная пространственная шкала волновых пульсаций. При расчетах значение α_w в модели принималось равным 1/3, что соответствует изотропной турбулентности [61]. Последний член в уравнении энергии (8) в рассматриваемом приближении волновой МГД турбулентности может быть представлен в виде следующего выражения:

$$\frac{\eta_w}{4\pi} (\nabla \times \vec{b})^2 \frac{\rho \vec{v}_\perp^2}{t_w}.$$
(13)

В численной модели использованы следующие начальные и граничные условия. В оболочке звезды-донора нормальный компонент скорости по отношению к поверхности v_n задавался равным локальной скорости звука c_s , соответствующей эффективной температуре донора $T_d = 3200$ К. Плотность газа в оболочке донора $\rho(L_1)$ определяется из выражения для темпа массообмена через внутреннюю точку Лагранжа L_1 :

$$\dot{M} = \rho(L_1) v_n S, \tag{14}$$

где площадь сечения струи *S* из донора вычисляется по формуле [5, 62]:

$$S = \frac{\pi c_s^2}{4\Omega^2} g_y(q) g_z(q), \tag{15}$$

 $g_y(q) = 1.113$ и $g_z(q) = 1.036$ — безразмерные параметры, зависящие от отношения масс $q = M_d/M_a = 0.3$ компонентов двойной системы и определяющие соответственно большую и малую полуоси эллиптического сечения струи. Аккретор был определен сферой радиусом 0.014*A*, на границе которой были заданы условия свободного втекания. На внешних границах вычисли-

тельной области были заданы постоянные граничные условия: плотность $\rho_b = 10^{-8}\rho(L_1)$, температура $T_b = T_*$, магнитное поле $\vec{b}_b = 0$. Для скорости \vec{v}_b были заданы условия свободного истечения: когда скорость направлена наружу, использовались симметричные граничные условия $\partial \vec{v}_b / \partial \vec{n} = 0$, а когда скорость направлена внутрь, использовалось условие $\vec{v}_b = 0$. Начальные условия в вычислительной области: плотность $\rho_0 = 10^{-8}\rho(L_1)$, температура $T_0 = T_*$, скорость $\vec{v}_0 = 0$ и магнитное поле $\vec{b}_0 = 0$.

Для проведения расчетов использовался трехмерный численный код на основе разностной схемы годуновского типа повышенного порядка точности для уравнений магнитной гидродинамики. Соответствующая разностная схема подробно описана в нашей недавней работе [39]. Задача решалась в расчетной области $-2.0 \le x/A \le 1.0$, $-1.5 \le y/A \le 1.5$ и $-0.75 \le z/A \le 0.75$ с числом ячеек $256 \times 256 \times 128$ и неравномерным шагом сетки, экспоненциально уменьшающимся к центру аккретора. Такая расчетная область полностью включает в себя полости Роша аккретора и донора.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

3.1. Структура течения

В данной работе мы представляем десять вариантов численного расчета структуры течения в системе CD Ind, соответствующих различным фазам спин-орбитального периода, с шагом фазе 0.1. Во всех моделях расчет проводился до выхода на квазистационарный режим, который определялся примерным (с точностью до 1%) постоянством полной массы вещества в расчетной области. Как правило, выход на квазистационарный режим достигался за время порядка 1–2 орбитальных периодов. При проведении вычислений темп массообмена между компонентами считался постоянной

величиной, равной $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}$ /год [15].

Результаты трехмерных численных расчетов представлены на рис. 1–5. Оттенками цвета показаны изоповерхности десятичного логарифма плотности в единицах $\rho(L_1)$ для значений –1, –2, –3 и –4. Поверхность звезды-аккретора представлена в виде светлой сферы. Магнитным силовым линиям соответствуют линии со стрелками. Показаны также ось вращения (синяя вертикальная линия) и магнитная ось (зеленая наклонная линия) аккретора. Вид системы представлен с точки зрения наблюдателя с Земли с учетом того, что двойная система вращается вокруг общего центра масс, а угол наклона плоскости орбиты $i = 70^{\circ}$. Для иллюстрации структуры течения на каждой фазе периода биений было выделено такое орби-

тальное положение системы, при котором хорошо видны характерные детали течения. Так, для фаз 0.0-0.4 выбрана орбитальная фаза 0.7. В этом положении можно видеть разделение струи между полюсами аккретора на фазе 0.1 (режим переключения струи между полюсами будет описан ниже), а также проследить за изменением траектории движения вещества при асинхронном вращении аккретора. Помимо течения вещества из точки L₁, на рис. 1–5 видно скопление материи в плоскости магнитного экватора аккретора и дополнительный поток вещества из общей оболочки двойной системы, который создает вторичную, значительно более слабую по сравнению с основной, зону аккреции. Поэтому на всех фазах спин-орбитального периода аккрецию вещества всегда можно наблюдать в окрестности обоих магнитных полюсов, тогда как основная струя, за исключением моментов переключения, течет только на один полюс.

Формирование пояса вещества в плоскости магнитного экватора объясняется действием эффекта "магнитной ловушки". Поэтому этот элемент структуры в какой-то мере можно считать аналогом радиационных поясов Земли. Электромагнитная сила со стороны магнитного поля аккретора (последнее слагаемое в правой части выражения (6)) действует только в поперечном к силовым линиям направлении. Поэтому в области магнитосферы. где поле сильное. плазма не может свободно течь вдоль плоскости магнитного экватора. Ускорение в продольном к магнитным линиям направлении мало, поскольку в плоскости магнитного экватора вектор гравитационной силы аккретора ортогонален магнитному полю. В результате вблизи плоскости магнитного экватора происходит постепенное накопление вещества. Численные эксперименты показывают, что этот эффект проявляется при использовании разностных схем высокого порядка точности (в нашем это схема Роу-Ошера-Эйнфельдта для уравнений магнитной гидродинамики [39]).

В силу значительного наклона магнитного диполя (70°) и его смещения ниже плоскости экватора белого карлика на половину радиуса струя вещества из оболочки донора незначительно отклоняется от орбитальной плоскости системы. На нулевой фазе периода биений направляющий вектор магнитного диполя \vec{d} перпендикулярен прямой линии, соединяющей донор и аккретор. При этом северный магнитный полюс расположен слева и ближе к экватору белого карлика, если смотреть на систему со стороны донора. Меньшее расстояние до плоскости экватора от данного полюса по сравнению с южным магнитным полюсом означает, что он при асинхронном вращении аккретора должен подходить ближе к донору (к внутренней точке Лагранжа L_1), а значит, вы-



Рис. 1. Результат трехмерного численного моделирования структуры течения вещества в системе CD Ind для фаз 0.0 (верхняя панель) и 0.1 (нижняя панель) периода биений. Показаны изоповерхности десятичного логарифма плотности (цвет) в единицах $\rho(L_1)$. Поверхность аккретора представлена в виде белой сферы. Линии со стрелками соответствуют силовым линиям магнитного поля. Вертикальная линия, проходящая через аккретор, совпадает с его осью вращения, а наклонная линия – с его магнитной осью. Вид системы показан с точки зрения земного наблюдателя (система вращается вокруг общего центра масс, угол наклона плоскости орбиты равен $i = 70^\circ$).

зывать рост темпа аккреции. Соответствующая зона аккреции должна быть более активной. Это должно проявляться в увеличении потока излучения на кривой блеска при наблюдении северного магнитного полюса.

Аккреционную струю в полярах можно условно разбить на две части: баллистическую и магнитную [1]. На баллистическом участке динамика струи контролируется в основном силами гравитации и инерции (центробежная сила и сила Ко-



Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для фаз 0.2 (верхняя панель) и 0.3 (нижняя панель).

риолиса). На магнитном участке доминирующую роль играют электромагнитные силы, которые определяются магнитным полем белого карлика. Вещество струи при этом движется преимущественно вдоль магнитных силовых линий.

Плотность вещества струи вблизи внутренней точки Лагранжа *L*₁ для темпа массообмена

 $10^{-9} M_{\odot}$ /год составляет $\rho(L_1) = 1.92 \times 10^{-7}$ г/см³. Вблизи фаз периода биений 0.0 и 0.5, т.е. когда зона аккреции расположена под значительным углом к донору, под действием силы Кориолиса увеличивается длина баллистической части траектории струи по отношению к ее магнитной части. Напротив, в случае максимального сближения магнитных полюсов с точкой L_1 на фазах 0.3 и



Рис. 3. То же, что и на рис. 1, но для фаз 0.4 (верхняя панель) и 0.5 (нижняя панель).

0.7 вещество струи практически сразу же захватывается магнитным полем первичного компонента и устремляется на его поверхность. Поэтому баллистическая часть траектории оказывается наиболее короткой. Кроме того, из-за неоднородности течения его структура в поперечном сечении имеет слоистый характер с увеличением плотности к центру. Это означает, что внешние, менее плотные слои будут быстрее захватываться магнитным полем аккретора, тогда как внутренние будут успевать продвинуться дальше вдоль баллистической части траектории. Поскольку менее плотные части аккреционного потока останавливаются магнитным полем белого карлика раньше, чем более плотные, взаимодействие вещества аккреционного потока из оболочки донора с маг-



Рис. 4. То же, что и на рис. 1, но для фаз 0.6 (верхняя панель) и 0.7 (нижняя панель).

нитным полем аккретора должно приводить к формированию иерархической структуры магнитосферы. Учет такой структуры магнитосферы представляется важным, поскольку это может повлиять на результаты анализа и интерпретации наблюдательных данных. Кроме того, такая неоднородность вещества струи ведет к ее незначительному расширению, что и наблюдается в представленных трехмерных расчетах. Особый интерес представляют фазы периода биений, на которых происходит переключение течения с одного магнитного полюса на другой. На центральной стадии этого процесса, когда струя движется одновременно на оба полюса, ее ширина значительно увеличивается за счет действия суперпозиции магнитных сил от соответствующих полюсов.



Рис. 5. То же, что и на рис. 1, но для фаз 0.8 (верхняя панель) и 0.9 (нижняя панель).

3.2. Горячие пятна на поверхности аккретора

Чтобы продемонстрировать эффект дрейфа горячих пятен в течение периода биений, мы рассчитали распределение температуры на поверхности аккретора. Для этого мы использовали методику, описанную в работе [45] и применявшуюся нами ранее при анализе структуры течения в асинхронном поляре BY Cam [9]. Аккретор в спокойном состоянии в отсутствие аккреции вещества имеет эффективную температуру T_a , так что поток излучения с его поверхности равен $\sigma_{SB}T_a^4$, где σ_{SB} – постоянная Стефана–Больцмана. Если предположить, что при падении вещества на поверхность аккретора в излучение переходит его тепловая и кинетическая энергии, то плотность потока энергии аккрецирующего

вещества в точке \vec{R}_{a} поверхности аккретора определяется выражением:

$$q(\vec{R}_{\rm a}) = -\rho \vec{n} \cdot \vec{v} \left(\varepsilon + \frac{\vec{v}^2}{2} + \frac{P}{\rho}\right), \tag{16}$$

где \vec{n} — вектор нормали к поверхности. Знак "минус" определяется тем, что на поверхности аккретора нормальный компонент скорости падающего вещества отрицателен, $\vec{n} \cdot \vec{v} < 0$. Поэтому в выражении (16) величина плотности потока энергии $q(\vec{R}_{a})$ оказывается положительной.

В нашей модели считается, что излучение из зон аккреции, так же как и от остальной поверхности звезды, имеет чернотельный характер. Тогда можно утверждать, что локальная эффективная температура $T(\vec{R}_a)$ в данной точке поверхности должна удовлетворять следующему соотношению:

$$\sigma_{\rm SB} T(\vec{R}_{\rm a})^4 = \sigma_{\rm SB} T_{\rm a}^4 + q(\vec{R}_{\rm a}). \tag{17}$$

Заметим, что в этой формуле мы не учитываем наличие ударной волны в основании аккреционной колонки, за фронтом которой температура вещества может существенно возрасти. Учет ударной волны необходим для расчета потока рентгеновского излучения. Однако для наших целей этим эффектом можно пренебречь, поскольку на характеристики потока излучения в оптическом диапазоне ударная волна практически никак не влияет. Кроме того, мы хотим определить местоположения зон аккреции, а не исследовать подробно их физические характеристики.

Полученные распределения температуры на поверхности аккретора для всех фаз спин-орбитального периода показаны на рис. 6-10. Левая диаграмма каждого рисунка соответствует полушарию белого карлика, содержащего северный магнитный полюс. При этом считается, что магнитный полюс находится точно на срединном меридиане полушария. На правой диаграмме представлено противоположное полушарие белого карлика, содержащее южный магнитный полюс. Для наглядности указаны положения северного и южного магнитных полюсов в виде "шариков": синий обозначает северный полюс, красный – южный. Светлые области соответствуют эффективной температуре аккретора $T_a = 12\,000$ К в спокойном состоянии, а темные области — зонам энерговыделения.

Рисунки показывают, что зоны энерговыделения сосредоточены около магнитных полюсов. При этом в течение периода биений положение этих зон относительно каждого полюса меняется. Горячие пятна около северного и южного магнитных полюсов с увеличением фазы спин-орбитального периода движутся справа налево вдоль линии долготы белого карлика. Шаг сетки на рис. 6–10 по широте и долготе составляет 5°. Анализируя приведенные результаты, можно заключить, что горячие пятна смещаются по долготе относительно северного и южного магнитных полюсов в среднем на 20°, что соответствует величине 0.05 фазы орбитального периода. Смещение по широте при этом практически не происходит.

На фазах 0.0, 0.7, 0.8 и 0.9, когда на северный полюс аккрецирует вещество не из струи, а из околозвездной оболочки, мы видим зону симметрично распределенной аккреции вокруг полюса. Как только полюс становится активным и принимает вещество из струи, картина аккреции содержит явно выраженную область повышенного энерговыделения. На фазе 0.1, соответствующей середине процесса первого переключения полюсов, горячее пятно является довольно размытым и растянутым по широте белого карлика. Однако уже на фазах 0.2-0.4, когда северный полюс расположен близко к точке L₁, зона основного энерговыделения сужается и становится явно выраженной. Размер этой зоны в указанном положении аккретора составляет порядка 10°×5°, увеличиваясь до 10°×10° на фазе 0.4. Однако здесь стоит отметить, что несмотря на рост площади зоны энерговыделения на фазе 0.4, максимум потока излучения приходится на фазу 0.3 (см. болометрические кривые блеска ниже). Как видно из рис. 6-10, длительность активного состояния аккреции северного магнитного полюса составляет около 30% периода биений.

Аналогичная картина наблюдается для южного магнитного полюса. Здесь сформированная зона энерговыделения соответствует фазам 0.7–0.0 периода биений. Ее размер, а также его изменение полностью повторяют соответствующие параметры для северного полюса. Максимум потока излучения при этом приходится на фазу 0.9.

Отметим еще одну особенность распределения горячих пятен. Северное пятно формируется ниже, а южное - выше соответствующего магнитного полюса по широте. Такую конфигурацию зон аккреции можно объяснить геометрией магнитных силовых линий и их ориентацией относительно экваториальной плоскости двойной системы. На баллистическом участке движение аккреционной струи вещества из точки L₁ происходит в экваториальной плоскости. Вблизи аккретора струя под действием магнитного поля начинает отклоняться от орбитальной плоскости вниз, двигаясь вдоль магнитных силовых линий. В результате формирование горячего пятна происходит выше (южнее) северного магнитного полюса и ниже (севернее) южного магнитного полюса.



Рис. 6. Распределение температуры на поверхности аккретора для фаз 0.0 (верхняя панель) и 0.1 (нижняя панель) периода биений. Темные области соответствуют зонам энерговыделения. "Шарики" указывают на положения северного (вверху) и южного (внизу) магнитных полюсов. Левое полушарие соответствует области, включающей северный магнитный полюс, правое полушарие — южный магнитный полюс.

3.3. Синтетические кривые блеска

По результатам трехмерных расчетов нами были построены болометрические и оптические кривые блеска, которые приведены на рис. 11–15. Используемый метод синтеза этих кривых подробно описан в работе [63]. В данной работе приведем лишь основные положения метода.

Перед расчетом потока излучения от компонентов двойной системы необходимо поверхности донора и аккретора разбить на элементарные площадки с постоянными шагами сферической сетки по углам. При этом форма поверхности донора определяется соответствующей полостью Роша (см. выражение (2)), а аккретора – сферой радиуса R_a . Площадь каждой такой площадки рассчитывается по формулам сферической геометрии. Принимая во внимание сложную форму поверхности донора, его элементарные площадки рассматривались как проекции на сферу, помещенную внутрь звезды, с соответствующим пересчетом площади.

Интегральный поток $F_{v,0}$ излучения от каждого компонента двойной системы в заданном диапазоне частот от V_{min} до V_{max} можно определить из следующего выражения:

$$F_{\rm v,0} = \int_{\rm v_{min}}^{\rm v_{max}} d\nu \int_{S} dSB_{\rm v}(T) \cos\beta, \qquad (18)$$

где $B_v(T)$ — функция Планка, β — угол между единичными векторами нормали к площадке на поверхности звезды \vec{n} и луча зрения \vec{a}_0 . Во внутреннем интеграле интегрирование проводится по всей поверхности *S* каждой звезды. Шаг интегрирования по частоте выбирается исходя из требуемой точности расчета кривой блеска. В данной модели мы использовали логарифмическое разбиение интервала частот на 100 отрезков.



Рис. 7. То же, что и на рис. 6, но для фаз 0.2 (верхняя панель) и 0.3 (нижняя панель) периода биений.

При расчете потока излучения температура площадки на поверхности каждой звезды с учетом эффекта прогрева донора рентгеновским излучением горячих пятен и наличия зон энерговыделения на аккреторе рассчитывалась по формулам (23) и (17) соответственно.

Вычисленный таким образом по формуле (18) поток не учитывает поглощение лучистой энергии на пути следования луча от поверхности звезды к наблюдателю. В данной модели мы не рассматриваем какие-либо эффекты, связанные с прохождением луча через межзвездную среду, а учитываем только величину поглощения и рассеяния внутри расчетной области.

Расчет поглощения проводится на основе формулы для коэффициента поглощения, обусловленного свободно-свободными переходами электрона в поле протона [64]:

$$\alpha_{\rm v} = \frac{n_{\rm e}^2 16\pi^2 e^6 kT}{{\rm v}^3 ch (6\pi m_{\rm e} kT)^{3/2}},$$
(19)

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 6 2020

где $n_{\rm e}$ — концентрация электронов, e — элементарный заряд, $m_{\rm e}$ — масса электрона, c — скорость света, h — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана.

Коэффициент рассеяния излучения на свободных электронах вычислялся по формуле Томсона:

$$\sigma = \sigma_0 n_e, \tag{20}$$

где σ_0 – постоянная Томсона.

Интегральное действие эффектов поглощения и рассеяния оценивается с помощью оптической толщины τ_v слоя вещества на пути прохождения луча из следующего выражения:

$$\tau_{v} = \int_{l_0}^{l_1} (\alpha_{v} + \sigma) dl.$$
 (21)

Пределы интегрирования l_0 и l_1 являются точками на луче зрения, при этом l_0 — это точка на этой прямой, отстоящая от поверхностной площадки



Рис. 8. То же, что и на рис. 6, но для фаз 0.4 (верхняя панель) и 0.5 (нижняя панель) периода биений.

звезды на расстоянии одного шага интегрирования Δl , а l_1 — точка прямой, соответствующая границе расчетной области. Шаг интегрирования Δl задается исходя из требуемой точности построения кривой блеска. Приведенные в данной работе кривые построены с параметром $\Delta l = 2R_a$.

Интегральный поток излучения с учетом поглощения и рассеяния будет определяться выражением:

$$F_{\rm v} = F_{\rm v,0} \exp(-\tau_{\rm v}).$$
 (22)

При построении кривых блеска производилось суммирование вычисленных по формуле (22) потоков излучения донора и аккретора.

Перечисленные выше типы кривых были выбраны с целью продемонстрировать особенности изменения потока излучения от поляра в течение как орбитального, так и спин-орбитального периодов. Для каждого типа синтезированы 10 графиков, соответствующих десяти фазам периода биений.

Среди болометрических кривых блеска мы построили графики, иллюстрирующие поток излучения от системы без учета поглощения и с учетом поглощения. Чистые болометрические кривые (рис. 11) позволяют исследовать поток излучения от горячих пятен аккретора без учета светимости донора, поскольку величина потока от последнего на несколько порядков ниже, чем излучение пятен, а также дрейф этих пятен в течение периода биений. На приведенных графиках по оси х отложены фазы орбитального периода, а по оси у – абсолютное значение потока от поляра в эрг/с. Выбор абсолютного значения потока обоснован возможностью унифицированного сравнения всех приведенных ниже кривых блеска. Вверху каждой панели указано значение фазы периода биений.

Анализ болометрических кривых позволяет прийти к следующим выводам. На фазах 0.9 и 0.0 периода биений (см. рис. 8) поглощение излучения в струе вещества отсутствует. В этом положении активным полюсом является южный. По



Рис. 9. То же, что и на рис. 6, но для фаз 0.6 (верхняя панель) и 0.7 (нижняя панель) периода биений.

оценке соотношения потоков от двух горячих пятен можно заключить, что поток от северного пятна в среднем в 8—9 раз меньше потока от южного пятна. При этом температуры зон энерговыделения отличаются в 2 раза: южное пятно разогрето до 240000 K, а северное — до 120000 K.

На фазе 0.1 процесс переключения полюсов почти завершился, и теперь активным становится северное пятно. Поскольку оно ближе к географическому экватору аккретора, а значит и приближается на меньшее расстояние к точке L_1 , то поток энергии аккрецирующего вещества в окрестности северного магнитного полюса будет несколько выше, чем для южного полюса. Начавшийся процесс роста потока излучения от северного пятна достигает своего максимума на фазе

0.3, когда его значение составляет 4×10^{33} эрг/с.

Если проследить изменение максимума потока от системы в целом по орбитальной фазе, то при смене магнитных полюсов происходит его смещение на величину несколько меньшую, чем

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 6 2020

0.5 периода. Как указано в предыдущем разделе, это связано с тем, что область аккреции вещества никогда не совпадает точно с магнитным полюсом вследствие конфигурации магнитных линий. Поэтому фазовый угол между горячими пятнами может быть либо больше, либо меньше 0.5, в зависимости от структуры магнитного поля и расположения диполя. В данном случае имеет место первый вариант. Аналогичную картину можно наблюдать при обратной смене магнитных полюсов на фазах периода биений 0.5–0.6. На последней хорошо виден процесс переключения.

Как показывают кривые блеска, максимум потока излучения от южного горячего пятна достигается на фазе 0.9, он составляет 1.9×10^{33} эрг/с, что почти в 2 раза меньше максимального потока северного пятна. Смещение максимума к фазе 0.9 при теоретически ожидаемом на фазе 0.7-0.8 может быть связано с траекторией струи и меньшей активностью южного полюса. Баллистическая часть этой траектории имеет большую длину, чем магнитная, в окрестности указанных фаз, поэто-



Рис. 10. То же, что и на рис. 6, но для фаз 0.8 (верхняя панель) и 0.9 (нижняя панель) периода биений.

му энергетически выгодное взаимоположение аккретора и струи, при котором аккреция максимальна, приходится как раз на фазу 0.9.

При поглощении в веществе струи (см. рис. 8) излучение аккретора ослабляется максимально в 2 раза по сравнению с чистым потоком. Такая величина ослабления свойственна фазам 0.1 и 0.5 периода биений. Соответствующая оптическая толщина слоя струи составляет 0.7. Это означает, что его можно считать оптически тонким.

На рис. 13—15 представлены кривые блеска в видимом диапазоне (фильтр V). При синтезе этих кривых учитывался эффект прогрева поверхности донора за счет переработки рентгеновского излучения горячих пятен аккретора. Результирующая температура донора T'_d вычислялась по следующей формуле [2]:

$$T_{\rm d}' = \left(T_{\rm d}^4 + \frac{L_{\rm X}\kappa}{4\pi\sigma_{\rm SB}d^2}\right)^{1/4},\tag{23}$$

где $T_{\rm d}$ — эффективная температура донора, $L_{\rm X}$ — рентгеновский поток от горячего пятна, κ — коэффициент переработки донором рентгеновского излучения аккретора, d — расстояние от горячего пятна до данной площадки на поверхности донора. Коэффициент κ может принимать значения от 0 до 1, однако на практике конкретная его величина выбирается, исходя из соответствия получаемой синтетической и наблюдаемой кривых блеска. В нашей модели мы использовали значение $\kappa = 0.1$.

Анализ приведенных оптических кривых блеска выявляет следующие особенности. С учетом чернотельного характера излучения системы в видимом диапазоне изменилось соотношение потоков излучения от горячих пятен, поскольку здесь используется лишь часть функции Планка, соответствующая данному диапазону длин волн. Так, общий поток видимого излучения поляра уменьшился в среднем на 3–4 порядка по сравнению с болометрическим. Динамика прогрева донора рентгеновским излуче-



Рис. 11. Синтетические болометрические кривые блеска, построенные без учета поглощения потока в расчетной области. По оси x отложена орбитальная фаза, по оси y – абсолютное значение потока в единицах 10^{33} эрг/с. Вверху над каждой панелью указана фаза периода биений.



Рис. 12. То же, что и рис. 11, но с учетом поглощения потока в расчетной области.



Рис. 13. Синтетические кривые блеска видимого диапазона, построенные без учета поглощения потока в расчетной области. По оси x отложена орбитальная фаза, по оси y – абсолютное значение потока в единицах 10^{29} эрг/с. Вверху над каждой панелью указана фаза периода биений.



Рис. 14. То же, что и рис. 13, но с учетом эффекта прогрева донора рентгеновским излучением горячих пятен.



Рис. 15. То же, что и рис. 13, но с учетом поглощения потока в расчетной области и эффекта прогрева донора рентгеновским излучением горячих пятен.



Рис. 16. Первый процесс переключения магнитных полюсов – с южного на северный. Показаны фазы периода биений 0.0 (верхняя панель) и 0.025 (нижняя панель). Орбитальная фаза системы равна 0.7.

нием горячих пятен показывает максимумы на фазах 0.3 для северного пятна и 0.7 для южного пятна. При этом излучение донора в окрестности орбитальной фазы 0.5, где оно имеет наибольшую величину с учетом прогрева, остается на порядок меньше, чем излучение зон энерговыделения аккретора.

3.4. Переключение магнитных полюсов

Рассмотрим более подробно процесс переключения струи между магнитными полюсами. В данной двойной системе он происходит дважды за период биений: между фазами 0.0–0.1 и 0.5– 0.6. На рис. 16–19 представлен первый процесс переключения с южного полюса на северный.



Рис. 17. То же, что и рис. 16, но для фаз периода биений 0.050 (верхняя панель) и 0.075 (нижняя панель).

Выбор шага для последовательности фаз периода биений, на которых происходит полный цикл переключения, обусловлен значительными временными затратами на расчет каждой фазы. Мы исходили из начального разбиения всего периода биений на 10 фаз. Было определено, что начало первого процесса переключения происходит между фазами 0.0 и 0.1. Далее этот фазовый отрезок каждый раз делился пополам в поисках момента начала течения струи на северный полюс.

В результате получились следующие фазы периода биений: 0.025, 0.050 и 0.075. Поскольку фаза 0.1 находится примерно во второй половине процесса, был продолжен поиск конца переключения за данной точкой по приведенному алгоритму. Оказалось, что первое переключение по-



СОБОЛЕВ и др.

Рис. 18. То же, что и рис. 16, но для фаз периода биений 0.1 (верхняя панель) и 0.103125 (нижняя панель).

люсов заканчивается около фазы 0.12. На фазовом отрезке 0.1–0.12 были установлены метки 0.103125, 0.10625 и 0.1125. Подчеркнем еще раз, что для каждой такой фазовой метки проводился полноценный трехмерный МГД расчет структуры течения. Таким образом, определились 6 промежуточных фаз для демонстрации процесса переключения полюсов. На рис. 16–19 также повторно показаны фазы 0.0 и 0.1, чтобы представить полную картину переключения. Далее поэтапно рассмотрим особенности первого процесса переключения.

На нулевой фазе периода биений на северный магнитный полюс аккрецирует вещество из общей оболочки системы (рис. 16, верхняя панель). Однако уже на фазе 0.025 (рис. 16, нижняя па-



Рис. 19. То же, что и рис. 16, но для фаз периода биений 0.10625 (верхняя панель) и 0.1125 (нижняя панель).

нель) данный полюс начинает захватывать часть струи, в результате чего она становится шире. При этом поток вещества из струи на северный полюс имеет меньшую плотность, примерно в 8— 10 раз, по сравнению с частью потока на южный полюс. Кроме того, аккреция вещества из общей оболочки на северный полюс по-прежнему сохраняется, хотя ее темп несколько уменьшается, поскольку часть вещества, следуя вдоль магнитных линий, прижимается к точке L_1 .

Дальнейшее продвижение по фазе биений приводит к росту плотности части струи, аккрецирующей на северный полюс и к образованию двойного потока из точки L_1 . Так, на фазе 0.050 (рис. 17, верхняя панель) можно видеть центральную точку процесса переключения, в которой



Рис. 20. Второй процесс переключения магнитных полюсов – с северного на южный. Показаны фазы периода биений 0.525 (верхняя панель) и 0.550 (нижняя панель). Орбитальная фаза системы равна 0.3.

плотность потока на оба полюса имеет равную величину. Также стоит отметить слоистую структуру течения: плотность струи к ее краю уменьшается, тогда как центральная часть является более плотной. На всех последующих фазах процесса переключения наблюдается описанная выше дополнительная аккреция вещества из атмосферы донора (из общей оболочки системы). На фазе 0.075 (рис. 17, нижняя панель), когда активность аккреции на южный полюс начинает спадать, становится заметным удлинение баллистической части траектории южного компонента струи. Северный полюс, напротив, демонстрирует рост магнитной части струи, доходящей практически



Рис. 21. То же, что и рис. 20, но для фаз периода биений 0.575 (верхняя панель) и 0.6 (нижняя панель).

до точки L_1 . В окрестности фазы 0.1 поток вещества на южный полюс приобретает тонкую структуру и на фазе 0.10625 происходит отрыв струи от данного полюса, при этом еще некоторое время сохраняется баллистическая часть его южного компонента, что ведет к утолщению потока на границе магнитосферы. По нашим оценкам, радиус магнитосферы аккретора составляет 7.5 R_a .

Иллюстрация второго процесса переключения полюсов приведена на рис. 20–23. Так же, как и в первом случае, длительность процесса составляет около 0.1 фазы периода биений. В данном процессе плоскость течения разделенной струи повернута на 40° относительно предыдущей стадии переключения, поэтому для лучшей его детализации была выбрана орбитальная фаза 0.3. На на-



Рис. 22. То же, что и рис. 20, но для фаз периода биений 0.60625 (верхняя панель) и 0.609375 (нижняя панель).

чальном этапе, на фазе биений 0.525 (рис. 20, верхняя панель) захват вещества донора происходит на середине расстояния между аккретором и точкой L_1 . При этом на южный полюс продолжает поступать значительное количество материи из общей оболочки системы, размер арки струи несколько превышает радиус магнитосферы белого карлика. Плотность вещества южного компонента течения меньше, чем в аккрецирующем потоке на северный полюс. Однако можно заметить несколько более плотное течение из атмосферы донора, прижатое к точке Лагранжа. Этот плотный поток сохраняется на протяжении всего процесса переключения, несмотря на то, что южный полюс впоследствии захватывает часть вещества из струи. Уже на фазе 0.550 (рис. 20, нижняя панель)



Рис. 23. То же, что и рис. 16, но для фаз периода биений 0.6125 (верхняя панель) и 0.625 (нижняя панель).

значение плотности южного компонента струи увеличивается и приближается к северному потоку, равно как и кольцо струи выравнивается с границей магнитосферы.

Фазы 0.575 и 0.6 (рис. 21) иллюстрируют формирование двойного потока на оба полюса и увеличение плотности его южного компонента. Стоит отметить значительную длину баллистической части траектории струи на данных фазах. Далее в течение 0.01 фазы биений процесс протекает довольно быстро и уже на фазе 0.609 происходит резкое уменьшение северного потока и его разрыв (рис. 22). По аналогии с первым переключением последние стадии данного процесса характеризуются утолщением струи в сторону северного магнитного полюса (рис. 23) на границе магнитосферы.



Рис. 24. Зависимость темпа аккреции от фазы спин-орбитального периода биений. Показаны полный темп аккреции (сплошная линия, кружки), темп аккреции на северный магнитный полюс (пунктирная линия, квадратики) и темп аккреции на южный магнитный полюс (штрих-пунктирная линия, треугольники). Значения темпа аккреции приведены в единицах $10^{-9} M_{\odot}$ /год.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована структура течения в асинхронном поляре CD Ind в предположении, что собственное магнитное поле белого карлика является дипольным, но его центр смещен относительно центра звезды. Такое предположение было выдвинуто в работе [15] на основе интерпретации наблюдательных данных, полученных космической обсерваторией TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite [65]).

Для численного моделирования мы использовали трехмерный численный МГД код, развитый нами ранее для поляров [39]. В основе численной модели лежит приближение модифицированной магнитной гидродинамики, описывающее динамику плазмы в очень сильном внешнем магнитном поле с учетом волновой альфвеновской турбулентности при малых магнитных числах Рейнольдса. Использованная в работе расчетная область полностью включает в себя как полость Роша аккретора, так и полость Роша донора. Это означает, что в рамках данной модели в отличие от наших предыдущих работ (см., напр., [4]) формирование истечения из оболочки донора в окрестности внутренней точки Лагранжа происходит естественным путем, а не за счет искусственно заданных граничных условий. Кроме того, это позволяет по результатам трехмерных расчетов синтезировать кривые блеска в различных

диапазонах спектра. Для численного решения уравнений магнитной гидродинамики мы использовали разностную схему Роу–Ошера–Эйнфельдта, подробно описанную в работе [39]. Эта схема обладает низкой численной вязкостью, что позволяет получать решение с более высоким пространственным разрешением.

Мы провели десять расчетов структуры течения в CD Ind, которые соответствуют десяти фазам спин-орбитального периода биений P_{beat} . Для каждого варианта расчет производился при условии синхронного вращения аккретора до выхода решения на квазистационарный режим, который определялся примерным постоянством полной массы вещества в расчетной области. Как правило, установление квазистационарного течения в численном решении происходит за время порядка одного орбитального периода. Поскольку для системы CD Ind $P_{\text{beat}} = 91.3P_{\text{orb}}$, то такой подход представляется корректным.

По результатам расчетов проведен анализ структуры течения в зависимости от фазы спинорбитального периода биений P_{beat} , а также изучено соответствующее распределение зон аккреции на поверхности белого карлика. Кроме того, нами были синтезированы болометрические и оптические кривые блеска с целью продемонстрировать особенности изменения потока излучения от системы в течение как орбитального, так и спин-орбитального периодов. Полученные синтетические кривые блеска в оптическом диапазоне с учетом всех необходимых факторов (*V*-фильтр, прогрев донора рентгеновским излучением из зон аккреции, поглощение излучения веществом аккреционной струи) вполне согласуются с наблюдаемыми кривыми, приведенными в работе [15]. Однако более детальное сравнение этих кривых требует отдельного исследования.

Численное моделирование показало, что зоны энерговыделения сосредоточены около магнитных полюсов. Однако в течение спин-орбитального периода биений происходит заметный дрейф горячих пятен. Анализ результатов моделирования позволяет заключить, что за время P_{beat} горячие пятна смешаются по долготе относительно северного и южного магнитных полюсов в среднем на 20°, что соответствует величине 0.05 фазы орбитального периода. При этом смещения по широте практически не происходит. Кроме того, из-за особенностей геометрии магнитных силовых линий и их ориентацией относительно экваториальной плоскости двойной системы северное пятно формируется ниже (южнее), а южное пятно формируется выше (севернее) соответствующего магнитного полюса по широте.

В ходе расчетов было обнаружено, что в системе CD Ind дважды за период биений происходит переключение магнитных полюсов, в ходе которого резко изменяется конфигурация аккреционной струи. В начале этого процесса активным является один магнитный полюс, на который идет аккреция, а в его конце активным становится другой магнитный полюс. При этом из-за смещенного центра диполя относительно центра звезды, а также из-за наклона диполя относительно оси вращения этот процесс происходит несимметричным по времени образом. Первое переключение полюсов осуществляется в интервале фаз периода биений от 0.0 до 0.1, а второй между фазами 0.5 и 0.6. Для более детального исследования процесса переключения полюсов были проведены дополнительные серии расчетов в соответствующих диапазонах фазы спин-орбитального периода биений.

Темп аккреции в течение спин-орбитального периода биений испытывает незначительные вариации. Зависимость темпа аккреции от фазы спин-орбитального периода представлена сплошной линией (полученным численным значениям соответствуют кружки) на рис. 24. Показаны также соответствующие зависимости для отдельных значений темпа аккреции на северный (пунктирная линия, квадратики) и южный (штрих-пунктирная линия, треугольники) магнитные полюса. Наиболее значимые вариации полного темпа аккреции (порядка 12%) можно наблюдать в процессе переключения магнитных полюсов. В начале этого процесса темп аккреции немного уменьшается, что говорит о накоплении вещества в магнитосфере аккретора. Затем это вещество выпадает на звезды, что приводит к увеличению темпа аккреции. После этого величина темпа аккреции выходит на постоянное значение. Величины темпов аккреции на отдельные магнитные полюса изменяются со временем в противофазе. Одну половину спин-орбитального периода активным является один полюс, а вторую половину – другой. В процессе переключения полюсов величины отдельных темпов аккреции меняются местами. Один резко уменьшается примерно в 10 раз, а другой, наоборот, резко увеличивается.

Анализ результатов расчетов позволяет сделать вывод о том, что процесс переключения происходит довольно быстро, за время, не превышающее 0.1 P_{beat}. В начале этого процесса аккреция идет только на один магнитный полюс. Затем на границе магнитосферы начинает формироваться второй аккреционный поток. В середине этого процесса аккреция осуществляется на оба полюса с одинаковой интенсивностью, а струя выглядит в форме арки. В какой-то момент арка достигает максимального размера и в ней накапливается максимальная масса вещества. В случае смещенного диполя магнитное поле является несимметричным, поскольку индукция поля на одном полюсе больше, чем на другом. Это обстоятельство должно выражаться в некотором отличии в форме арки в первом и втором процессах переключения полюсов. Далее первый поток начинает ослабляться и, наконец, диссипирует. В конце процесса переключения полюсов остается только вторая аккреционная струя, а практически все вещество аккрецирует на второй магнитный полюс. Мы моделировали процесс переключения полюсов при условии синхронного вращения аккретора до выхода решения на квазистационарный режим, также как и остальные варианты. Однако динамическое время формирования арки оказывается порядка одного-двух орбитальных периодов. Поэтому, строго говоря, такой подход не дает полной картины. Более корректным подходом при исследовании процесса переключения полюсов является моделирование нестационарной структуры течения с учетом собственного вращения аккретора. Отметим, что сложная структура струи (например, в форме арки) в процессе переключения полюсов должна особенным образом проявляться на кривой блеска на орбитальных фазах, на которых происходит ослабление потока излучения от горячих пятен за счет поглощения аккрецирующим веществом.

Использованная нами методика построения синтетических болометрических кривых блеска и

кривых блеска в видимом диапазоне по результатам трехмерного численного моделирования позволяет проволить более летальное сравнение результатов расчетов с наблюдениями. С учетом наличия ударной волны в основании аккреционной колонки можно синтезировать кривую блеска в рентгеновском диапазоне. Кроме того, важная информация о физических процессах, происходящих в полярах, содержится и в ультрафиолетовом диапазоне спектра [66]. Наш подход позволяет получать соответствующие синтетические ультрафиолетовые кривые блеска. Поэтому можно надеяться, что использование наблюдательных возможностей космической обсерватории Спектр-УФ, запуск которой запланирован на 2025 г., предоставит уникальные возможности для более детального изучения процессов аккреции как в CD Ind, так и в других полярах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 19-52-60001).

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования "Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса" НИЦ "Курчатовский институт", http://ckp.nrcki.ru/, а также вычислительного кластера Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. B. Warner, Cataclysmic Variable Stars (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2003).
- 2. А. М. Черепащук, Тесные двойные звезды, т. І, ІІ (М.: Физматлит, 2013).
- 3. S. Tapia, Bull. Amer. Astron. Soc. 8, 511 (1976).
- А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, Успехи физ. наук 182, 121 (2012).
- 5. Д. В. Бисикало, А. Г. Жилкин, А. А. Боярчук, Газодинамика тесных двойных звезд (М.: Физматлит, 2013).
- 6. C. G. Campbell, Magnetohydrodynamics in binary stars (Dordrecht: Kluwer Acad. Publishers, 1997).
- 7. C. G. Campbell and A. D. Schwope, Astron. and Astrophys. 343, 132 (1999).
- 8. J. Patterson, Publ. Astron. Soc. Pacific 106, 209 (1994).
- 9. А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, П. А. Масон, Астрон. журн. **89**(4), 291 (2012).
- S. Vennes, D. T. Wickramasinghe, J. R. Thorstensen, D. J. Christian, and M. J. Bessell, Astron. J. 112, 2254 (1996).
- A. Schwope, D. H. Buckley, D. O'Donoghue, G. Hasinger, J. Trümper, and W. Voges, Astron. and Astrophys. 326, 195 (1997).

- G. Ramsay, D. H. Buckley, M. Cropper, and M. K. Harrop-Allin, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 303, 96 (1999).
- G. Ramsay, D. H. Buckley, M. Cropper, M. K. Harrop-Allin, and S. Potter, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 316, 225 (2000).
- 14. G. Myers, J. Patterson, E. de Miguel, F.-J. Hambsch, et al., Publ. Astron. Soc. Pacific **129**, 4204 (2017).
- P. Hakala, G. Ramsay, S. B. Potter, A. Beardmore, D. H. Buckley, and G. Wynn, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 486, 2549 (2019).
- 16. A. R. King, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 261, 144 (1993).
- 17. G. A. Wynn and A. R. King, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 275, 9 (1995).
- G. A. Wynn, A. R. King, and K. Horne, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 286, 436 (1997).
- 19. *A. R. King and G. A. Wynn*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **310**, 203 (1999).
- 20. A. J. Norton, J. A. Wynn, and R. V. Somerscales, Astrophys. J. 614, 349 (2004).
- 21. N. R. Ikhsanov, V. V. Neustroev, and N. G. Beskrovnaya, Astron. and Astrophys. **421**, 1131 (2004).
- 22. A. J. Norton, O. W. Butters, T. L. Parker, and G. A. Wynn, Astrophys. J. 672, 524 (2008).
- 23. Yu. V. Glagolevskij, Astrophys. Bull. 66(2), 144, (2011).
- 24. Е. С. Беленькая, Успехи физ. наук **179**(8), 809 (2009).
- 25. K. M. Moore, R. K. Yadav, L. Kulowski, H. Cao, et al., Nature, **561**, 76 (2018).
- 26. А. Г. Жилкин, Матем. моделирование **22**(1), 110 (2010).
- 27. А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, Астрон. журн. **87**(12), 1155 (2010).
- 28. Е. П. Курбатов, А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, Успехи физ. наук **187**, 857 (2017).
- 29. А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, Астрон. журн. **86**(5), 475 (2009).
- 30. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, Adv. Space Research **45**, 437 (2010).
- 31. А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, Астрон. журн. **87**(9), 913 (2010).
- Д. В. Бисикало, А. Г. Жилкин, П. В. Кайгородов, В. А. Устюгов, М. М. Монтгомери, Астрон. журн. 90, 366 (2013).
- 33. В. А. Устюгов, А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, Астрон. журн. **90**(11), 885 (2013).
- 34. А. М. Фатеева, А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, Астрон. журн. **92**, 977 (2015).
- 35. *П. Б. Исакова, А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало*, Астрон. журн. **92**(9), 720 (2015).
- П. Б. Исакова, Н. Р. Ихсанов, А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, Н. Г. Бескровная, Астрон. журн. 93, 474 (2016).
- П. Б. Исакова, А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, А. Н. Семена, М. Г. Ревнивцев, Астрон. журн. 94, 566 (2017).
- Е. П. Курбатов, А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, Астрон. журн. 96, 27 (2019).
- 39. А. Г. Жилкин, А. В. Соболев, Д. В. Бисикало, М. М. Габдеев, Астрон. журн. **96**(9), 748 (2019).

- 40. T. Tanaka, J. Comp. Phys. 111, 381 (1994).
- 41. *K. G. Powell, P. L. Roe, T. J. Linde, T. I. Gombosi, and D. L. de Zeeuw*, J. Comp. Phys. **154**, 284 (1999).
- 42. А. Г. Куликовский, Н. В. Погорелов, А. Ю. Семенов, Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений (М.: Физматлит, 2001).
- 43. A. V. Koldoba, M. M. Romanova, G. V. Ustyugova, and R. V. E. Lovelace, Astrophys. J. **576**, L53 (2002).
- 44. M. M. Romanova, G. V. Ustyugova, A. V. Koldoba, J. V. Wick, and R. V. E. Lovelace, Astrophys. J. **595**, 1009 (2003).
- 45. *M. M. Romanova, G. V. Ustyugova, A. V. Koldoba, J. V. Wick, and R. V. E. Lovelace*, Astrophys. J. **610**, 920 (2004).
- 46. *M. M. Romanova, G. V. Ustyugova, A. V. Koldoba, J. V. Wick, and R. V. E. Lovelace*, Astrophys. J. **616**, L151 (2004).
- 47. D. P. Cox and E. Daltabuit, Astrophys. J. 167, 113 (1971).
- 48. A. Dalgarno and R. A. McCray, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 10, 375 (1972).
- 49. J. C. Raymond, D. P. Cox, and B. W. Smith, Astrophys. J. 204, 290 (1976).
- 50. Л. Спитцер, Физические процессы в межзвездной среде (М.: Мир, 1981).
- 51. С. И. Брагинский, ЖЭТФ 37, 1417 (1960).
- 52. S. Galtier, S. V. Nazarenko, A. C. Newell, and A. Pouquet, J. Plasma Phys. 63, 447 (2000).

- 53. *В. Е. Захаров*, Журн. приклад. мех. тех. физ. **1**, 14 (1965).
- 54. П. С. Ирошников, Астрон. журн. 40, 742 (1963).
- 55. R. H. Kraichnan, Phys. Fluids 8, 575 (1965).
- 56. S. D. Drell, H. M. Foley, and M. A. Ruderman, J. Geophys. Res. **70**, 3131 (1965).
- 57. А. В. Гуревич, А. Л. Крылов, Е. Н. Федоров, ЖЭТФ 75, 2132 (1978).
- 58. Р. Р. Рафиков, А. В. Гуревич, К. П. Зыбин, ЖЭТФ 115, 542 (1999).
- 59. Д. А. Франк-Каменецкий, Лекции по физике плазмы (М.: Атомиздат, 1968).
- 60. Ф. Чен, Введение в физику плазмы (М.: Мир, 1987).
- 61. A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and V. A. Ustyugov, AIP Conf. Proc. 1551, 22 (2013).
- 62. S. H. Lubow and F. H. Shu, Astrophys. J. 198, 383 (1975).
- 63. *А. В. Соболев, А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало*, Научные труды ИНАСАН **3**, 231 (М.: Янус-К, 2019).
- 64. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики (М.: Наука, 1985).
- 65. G. R. Ricker, J. N. Winn, R. Vanderspek, D. W. Latham, et al., J. Astron. Tel. Instr. and Systems 1, id. 014003 (2015).
- 66. А. А. Боярчук, Б. М. Шустов, И. С. Саванов, М. Е. Сачков, и др., Астрон. журн. **93**(1), 3 (2016).

УДК 521.1

ПРИНЦИПЫ КОСМИЧЕСКОЙ НАВИГАЦИИ ПО ПУЛЬСАРАМ

© 2020 г. А. Е. Родин^{1,*}, В. В. Орешко¹, В. А. Потапов¹, М. С. Пширков^{1,2}, М. В. Сажин²

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Пущинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пущино, Россия ² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

**E-mail: rodin@prao.ru* Поступила в редакцию 13.02.2020 г. После доработки 02.03.2020 г. Принята к публикации 02.03.2020 г.

В работе рассмотрены принципы космической навигации по пульсарам, наблюдаемым в радиодиапазоне. Изложены требования к приемной аппаратуре, приведен список рекомендуемых пульсаров, изложен алгоритм определения местоположения космического аппарата в барицентрической системе координат и вычисления поправок к бортовой шкале времени.

DOI: 10.31857/S0004629920070051

1. ВВЕДЕНИЕ

Существует несколько определений понятия "космическая навигация". Мы будем придерживаться определения, данного в учебниках по космической баллистике и космической навигации [1, 2]. Основной задачей навигации является определение координат и скоростей космических аппаратов по результатам измерений и обработки в определенной системе координат [3]. Способы решения этой задачи определяются в первую очередь системой координат, в которой она решается. На поверхности Земли для навигации еще совсем недавно использовались астрономические объекты, в настоящее время замену которым обеспечили глобальные навигационные спутниковые системы ГЛОНАСС, GPS, BeiDou, Galileo. Но даже при наличии современных технических средств ориентирование по звездам (астрономическим объектам) используют при морской навигации и ориентации космических аппаратов. Кроме этого, в основе глобальных навигационных систем лежит инерциальная система координат, определяемая радиоастрономическими методами по наблюдениям квазаров.

Для целей космической навигации в околоземном пространстве можно использовать существующие глобальные навигационные спутниковые системы. Они могут обеспечить полноценную навигацию космического аппарата (КА), требующую знания точного времени, положения, скорости. Однако эти спутниковые системы имеют ограниченные возможности определения местоположения КА относительно далеко от Земли или при потере связи из-за отказа или непредвиденных обстоятельств.

В пределах Солнечной системы способы навигации, используемые на Земле и околоземном пространстве, неприменимы или имеют ограниченные возможности. Сеть дальней космической связи (ДКС) помогает навигации КА далеко от Земли, определяя дальность и скорость ее изменения вдоль линии, соединяющей КА и наблюдателя. Точность определения этих величин снижается с увеличением дистанции от КА до земного наблюдателя из-за ослабления сигнала. Кроме того, свои ограничения накладывает нестабильность бортовых часов КА и погрешность определения их хода на длительных интервалах времени. Поэтому на больших расстояниях от Земли, по мере приближения к границе Солнечной системы, точность определения координат и вектора скорости КА существенно падает и несравнима с точностью навигации в околоземном пространстве.

Для дополнения существующих систем и разработки будущих навигационных систем необходимы альтернативные методы навигации в дальнем космосе. Одним из таких предлагаемых способов навигации является навигация с использованием в качестве опорных объектов нейтронных звезд пульсаров. Обнаруженные более пятидесяти лет назад небесные объекты, пульсары обладают уникальным свойством — импульсным излучением с высокой стабильностью периода следования импульсов, поэтому они могут стать базисом для
установления новой системы навигации по всей Солнечной системе и за ее пределами.

Концепция использования пульсаров в качестве навигационных средств основывается на измерении времен прихода импульсов и сравнении с прогнозируемым временем прибытия в данное место и в данную эпоху [4, 5]. Важными элементами в этих измерениях являются редукция наблюдаемого времени прибытия импульса пульсара в барицентр Солнечной системы и коррекция времени прибытия импульса. Параметрами этой коррекции являются эфемериды пульсара совместно с положением и скоростью наблюдателя относительно барицентра Солнечной системы.

Для целей космической навигации за рубежом активно рассматриваются рентгеновские пульсары. Значительную часть своей энергии эти пульсары излучают в рентгеновском диапазоне. Разработка прототипов таких систем идет в данное время в США и Европе [6-9]. В то же время нет принципиальных ограничений на использование радиоизлучения пульсаров. Теоретические алгоритмы навигации с использованием пульсаров едины для всех типов пульсаров, различия только в технической реализации аппаратуры регистрации момента прихода импульса. Далее мы рассмотрим предложения по созданию бортовых средств КА для наблюдений пульсаров в радиодиапазоне, сценария наблюдений и алгоритмов определения положения КА и поправок к бортовой шкале времени.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АЛГОРИТМ НАВИГАЦИИ КА ПО ПУЛЬСАРАМ

Навигационная система, основанная на пульсарах, должна включать в себя приемную антенну, многоканальный радиометр, часы на борту корабля, которые измеряют время прибытия импульсов пульсара, и базу данных известных моделей пульсаров. После идентификации пульсара и измерения времени прихода его импульсов эта информация может быть использована для определения или уточнения скорости, бортового времени и положения в пространстве. Методы определения этих величин описаны ниже.

Различные цели космической экспедиции могут требовать измерения скорости КА (включая направление, т.е. измерение всех трех компонентов вектора скорости). Скорость может быть измерена по эффекту Доплера. Поскольку пульсары излучают импульсные сигналы, которые носят периодический характер, то космический корабль, который движется относительно пульсара, будет воспринимать измеряемый период пульсара с поправкой на смещение Доплера. Измерение частоты прихода импульсов от пульсара и сравнение их с ожидаемой частотой пульсара позволяют измерить доплеровский сдвиг частоты. Этот сдвиг может быть преобразован в скорость вдоль луча зрения КА — пульсар. Совместные измерения доплеровского сдвига в периоде импульсов нескольких пульсаров (больше трех пульсаров, расположенных в разных направлениях от КА) позволят измерить трехмерную скорость КА таким же способом, как и определение положения.

Точные часы являются основополагающим компонентом системы навигации КА. Бортовые часы служат основой для процесса навигации и имеют решающее значение для бортовых систем связи. Атомные часы обеспечивают высокую стабильность обычно с точностью до $10^{-9}-10^{-15}$ в течение дня. Для отслеживания движения источника радиосигналов с погрешностью в несколько десятых метра нужна точность хода часов около одной наносекунды. Для этого требуются часы, которые должны иметь стабильность порядка 10^{-13} в течение нескольких часов.

Возможно, наиболее значительным преимуществом пульсаров является возможность обеспечить измерение времени, сравнимое с точностью атомных часов, основываясь исключительно на небесных источниках. Приход импульсов пульсара на космический корабль с высокой периодичностью может быть использован для стабилизации бортовых часов с точностью, необходимой для работы систем связи. Время, полученное от пульсаров, не дает прямого измерения абсолютного времени; тем не менее, стабильный небесный источник импульсов может скорректировать вариации хода часов космического аппарата для поддержания точного времени.

Здесь может быть реализован способ коррекции времени с использованием фазовой автоподстройки частоты. В линию обратной связи может быть включена разность фаз между осциллятором локальных часов и опорного сигнала от пульсара, которая должна стремиться к нулю. Можно использовать итерации, чтобы разности фаз импульсов пульсара и часов на борту были сведены к нулю.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ КА

По наблюдениям импульсов пульсара возможно определение положения космического аппарата. Координаты КА определяются относительно некоторой инерциальной системы. Основная инерциальная система, относительно которой можно осуществлять измерение положения КА, связана с барицентром Солнечной системы. Для некоторых задач космической навигации полезно также измерять положение корабля относительно барицентра (или геоцентра) Земли. Можно предложить несколько методов определения положения относительно Земли. Они похожи на методы



Рис. 1. Процедура определения момента прихода импульса пульсара [5].



Рис. 2. Итерационный процесс МПИ пульсара [5].

космической навигации, основанные на оптических наблюдениях.

Основу концепции использования пульсаров в качестве навигационных средств составляют возможность измерения времен прихода импульсов и сравнение с прогнозируемым временем прибытия импульсов в данную эпоху и в данное место. Типичная итеративная процедура показана на рис. 1.

Важным этапом этих измерений является коррекция времени прихода наблюдаемого фотона относительно барицентра Солнечной системы. Параметрами этой процедуры являются эфемериды пульсара совместно с положением и скоростью наблюдателя. Положение КА немного отличается от предполагаемого, в результате измеренное положение импульса будет иметь фазовый сдвиг относительно пика предполагаемого импульса. Поэтому положение и скорость космического корабля можно включить в итерационный процесс для вычисления времени прихода импульса. Соответствующая итерационная цепочка показана на рис. 2.

Поясним итерационную цепочку более подробно. Первоначальный шаг заключается в том, что делается предположение о положении и скорости КА, которые берутся из запланированных параметров орбиты космического корабля (шаг 1). Итерационная цепочка начинается с наблюдения пульсара, в ходе которого регистрируются отдельные импульсы, которые накапливаются синхронно с видимым периодом пульсара, пока не будет достигнуто заданное отношение сигнал/шум



Рис. 3. Измерение фазовой задержки импульса.

(шаг 2). Полученный профиль импульса кросскоррелируется с импульсом-шаблоном для определения момента прихода импульса (МПИ) (шаг 3).

Измеренный МПИ относительно бортовой шкалы времени далее редуцируется путем преобразования к инерциальной системе (с учетом гравитационного поля в месте положения КА и его скорости), например, к барицентру Солнечной системы (шаг 4). Эта редукция, безусловно, требует сведений (предположенных или выведенных на предыдущем шаге) о положении космического аппарата и его скорости в качестве входных параметров. Из сравнения времени прихода наблюденного импульса и предсказания МПИ из вращательных эфемерид пульсара и первоначального положения и скорости КА можно измерить разность фаз (рис. 3).

В этой схеме фазовый сдвиг $\Delta \varphi$ (шаг 5) по отношению к величине абсолютной фазы импульса соответствует разнице положения $x = cP(\Delta \varphi + n)$. Здесь P – период пульсара, c – скорость света и $n = 0, \pm 1, \pm 2, ...$ целое число, которое учитывает периодичность наблюдаемых импульсов. Если сдвиг фазы не равен нулю, то положение и скорость КА должны быть исправлены, соответственно необходима следующая итерация (шаг 6). Если сдвиг фазы равен нулю, или меньше определенного порога (погрешности измерения положения и скорости), то используемые в ходе итерации предыдущие значения положения и скорости были правильны (шаг 7) и соответствуют фактической орбите КА.

Здесь следует напомнить, что производится измерение положения и скорости КА вдоль ли-

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 6 2020

нии "пульсар-КА", другими словами, одномерное измерение.

Трехмерные величины положения и скорости могут быть получены из наблюдений, по крайней мере, трех различных пульсаров. Если также необходима калибровка бортовых часов, требуется наблюдение четвертого пульсара.

Поскольку положение КА выводится из значения фазы (или времени прихода импульса) периодического сигнала, то решение не единственно. Эта проблема снимается путем ограничения области возможных решений до конечного объема около первоначального предполагаемого значения, или путем наблюдения дополнительных пульсаров, как показано на рис. 4 [6].

При определении положения и скорости КА в пространстве возможны следующие подходы:

 экстраполяция положения КА вперед на заданный интервал времени, исходя из знания положения и скорости аппарата в предыдущие моменты. При данном подходе траектория КА на ограниченном промежутке времени представляется полиномом невысокой степени, который с достаточной для данного промежутка точностью аппроксимирует орбиту. Таким образом, вычисление траектории КА сводится к вычислению набора коэффициентов полинома.

2) более общий подход, основанный на вычислении элементов мгновенной орбиты, на основе которых, в свою очередь, вычисляются текущее положение и скорость КА. Такой подход является более "компактным", т.к. теоретически позволяет описать движение КА по всей орбите, если орбита является невозмущенной, что, однако, является нереализуемым на практике случаем.

3) способ без привлечения орбитальных элементов, когда орбита задается путем численного интегрирования с максимально возможной точностью. Далее измеренное положение сравнивается с предвычисленной орбитой.

Каждый из этих подходов имеет свои преимущества и недостатки. Так, первый подход является относительно менее затратным в смысле вычислительных ресурсов: метод вперед рассчитывает местоположение КА, исходя из предыдущей траектории и ограничений, накладываемых на величину скорости КА, его ускорения и т.д.

Второй подход, при котором определяется мгновенная орбита в виде набора кеплеровских элементов, позволяет легко обмениваться ими с потребителями, отслеживать их изменение во времени и таким образом изучать эволюцию орбиты. Так как реальная орбита из-за возмущений всегда изменяется во времени, то и в этом случае через определенные промежутки времени нужно будет заново вычислять орбитальные элементы, которые описывают фактическую орбиту, либо использовать производные элементов по времени.

Третий подход позволяет обойтись без промежуточных орбитальных элементов и связанных с этим дополнительных вычислений.

Также возможен еще один гипотетический случай, когда на борту КА произошел сбой, и часть времени КА летел по неизвестной траектории. Затем, когда функционирование КА восстановилось, требуется определить местоположение КА при полном отсутствии знаний о предыдущей орбите.

В дальнейших расчетах, говоря об орбитальных кеплеровских параметрах орбиты, будем использовать следующие обозначения: a – большая полуось орбиты, e – эксцентриситет орбиты, i – наклон орбиты к основной плоскости, Ω – долгота восходящего узла, ω – долгота перицентра, T – время пролета перицентра. Вначале рассмотрим принцип определения положения и приведем теоретические формулы для измерения положения.

3.1. Бортовой антенно-аппаратурный комплекс

Базовым элементом аппаратурного комплекса для наблюдений пульсаров на борту КА является приемная антенна. В основном именно технические возможности антенны определяют потенциальную чувствительность пульсарного комплекса. Определим основные положения, определяющие технические требования к бортовому антенно-аппаратурному комплексу КА для наблюдений пульсаров:

1. Антенно-аппаратурный комплекс должен обеспечить наблюдения реперных пульсаров с



Рис. 4. Ограничение области возможных решений за счет увеличения наблюдаемых пульсаров [6].

максимально возможным отношением сигнал/шум. Оптимальным диапазоном частот для наблюдений пульсаров на борту КА является диапазон 300—500 МГц как компромисс между падением потока на высоких частотах и влиянием межзвездной и межпланетной среды на низких частотах. Полоса рабочих частот антенны должна быть не менее 100 МГц.

2. Должна быть реализована высокая чувствительность системы: эффективная площадь антенны должна быть не менее 50 м². Температура собственных шумов антенны должна быть минимально возможной, но не более 20 К.

3. Сектор сканирования луча антенны без смены ориентации КА должен быть максимально возможным, $\pm 60^{\circ}$ относительно оси антенны. Время перемещения луча не определено.

4. Масса и занимаемый объем антенны в сложенном состоянии должны быть минимальными.

5. Из-за высокой линейной поляризации излучения в импульсе необходимо принимать излучение в двух ортогональных линейных (либо круговых) поляризациях.

6. При наблюдении пульсаров необходимо использовать метод синхронного с периодом пульсара накопления сигнала или режим непрерывного накопления с последующим сложением с пробным периодом.

7. Приемно-регистрирующая система радиотелескопа должна обеспечивать компенсацию дисперсионного запаздывания импульса пульсара в рабочей полосе частот и регистрацию момента прихода импульса в бортовой шкале с погрешностью менее одной микросекунды.

Бортовая антенная система КА дециметрового диапазона радиоволн, в основном отвечающая необходимым техническим требованиям, может быть реализована тремя принципиально различающимися типами антенн.

3.2. ФАР с цифровым управлением

Практическая реализация перечисленных в предыдущих разделах технических требований к антенной системе и радиокомплексу КА может быть выполнена в виде фазированной антенной решетки с электронным управлением лучом антенны [10, 11]. По предварительным оценкам эффективность антенной системы на базе сканирующей ФАР может составить порядка 50-60 м² в заланном частотном лиапазоне 300-500 МГн. Тогда действительная физически создаваемая площадь антенны должна быть не менее 80-85 м² с учетом коэффициента использования поверхности 0.6-0.65. При этом усиление антенны в заданном широкоугольном секторе сканирования для заданной эффективной площади антенны должно быть порядка 30-31.5 дБ с минимальными потерями в фидерном тракте и при условии использования малошумящих усилителей, размещаемых непосредственно вблизи антенных элементов ФАР.

3.3. Сферическая зеркальная антенна с цифровым управлением

Еще одним вариантом построения антенной системы является сферическая зеркальная антенна с эффективной площадью ~50–60 м². Достоинством такой антенной системы является возможность обеспечить прием сигналов в широком угловом секторе обзора с ориентацией главного луча в заданных направлениях в пределах конического углового сектора с раствором порядка 100–120°.

В процессе разработки антенного устройства необходимо обеспечить ряд конструктивных особенностей, например, транспортировку космического аппарата в компактном транспортном положении на орбиту функционирования в космосе, развертывание панелей антенного устройства с гарантированной точностью и длительную работу в экстремальных условиях космического пространства.

3.4. Параболическая антенна с электромеханическим приводом

Наряду с ранее рассмотренными вариантами реализации антенных устройств с широкоугольным обзором и поиском излучающих радиоисточников в космическом пространстве с электронным управлением луча имеется возможность использования остронаправленных антенн зеркально-параболического типа с электромеханическим приводом. Антенны такого типа широко распространены, характеристики хорошо известны. Опыт реализации таких антенн, функционирующих в открытом космосе в течение более 30 лет, имеется в ОКБ МЭИ при эксплуатации известной системы "Целина". Конструкторскотехнологические трудности, связанные с работой вращающихся элементов привода в космосе, были решены путем использования специальных рениевых смазок и управляющих электромеханических устройств.

3.5. Приемно-усилительный тракт пульсарного комплекса

Основное назначение приемно-усилительного тракта пульсарного комплекса – усиление принимаемого сигнала до уровня достаточного для обработки и регистрации полезного сигнала, а также обеспечение максимально возможной чувствительности и помехоустойчивости приемнорегистрирующего комплекса. Схема построения и техническая реализация приемника в первую очередь зависят от рабочего диапазона частот, в нашем случае это диапазон 300-500 МГц. На этих частотах в настоящее время без больших технических сложностей реализуется прямая оцифровка сигнала с помощью АЦП с тактовой частотой 1000 МГи. доступных в достаточно широкой номенклатуре. Следовательно, для пульсарного приемника можно использовать схему приемника прямого усиления сигнала, без переноса спектра сигнала на промежуточные частоты. что существенно упрощает реализацию приемника и повышает надежность его работы.

Приемник пульсарного комплекса должен обеспечивать максимально возможную чувствительность пульсарного комплекса, из чего следует, что вклад собственных шумов приемника в системную температуру шума должен быть незначительным. Шумы системы приемно-регистрирующего комплекса включают в себя фоновое излучение Галактики на частоте 400 МГц $T_{\rm d}\approx 20{-}100~{\rm K}$ (в зависимости от направления), собственные шумы антенны $T_{\rm a} \approx 20$ К и собственную температуру шума приемника $T_{\rm пр}$. Принимая пороговое значение температуры шума системы $T_{\rm сист} = 100 {\rm K} {\rm u}$ среднее значение фоновой температуры $T_{\phi} = 60 \text{ K},$ получаем, что температура шума приемника не должна превышать 20 К. Такое значение уровня шума для современных МШУ в этом диапазоне частот вполне достижимо и не требует охлаждения МШУ до криогенных температур.

Приемно-усилительный тракт должен обеспечивать усиление сигнала для устойчивой работы АЦП, исключающей влияние шумов квантования при аналого-цифровом преобразовании сигнала. Как правило, необходимый уровень сигнала на входе АЦП должен быть не менее 1–10 мВ. С учетом того, что на входе МШУ уровень сигнала, включая шумы системы, в полосе частот 100 МГц примерно равен 1–5 мкВ, приемный тракт должен обеспечить суммарное усиление примерно 80 дБ.

3.6. Приемно-регистрирующий комплекс КА для наблюдения пульсаров

Основными элементами комплекса являются:

 накопитель сигнала, обеспечивающий синхронное с наблюдаемым периодом интегрирование сигнала во времени;

• синтезатор периода пульсара, формирующий наблюдаемый период пульсара и обеспечивающий привязку момента начала регистрации к локальной шкале времени;

 компенсатор дисперсии, устраняющий дисперсионное запаздывание импульсов в широкой полосе частот;

• регистратор сигнала, обеспечивающий запись наблюдаемого сигнала на носитель информации для последующей обработки и анализа.

Технические требования к приемно-регистрирующему комплексу определяются диапазоном рабочих частот 350–450 (300–500) МГц, диапазоном наблюдаемых периодов пульсаров 0.0014–1 сек, необходимой точностью определения момента регистрации в бортовой шкале времени не хуже 0.1 мкс, максимальным временем накопления сигнала 10⁴ с. Также принципиальное значение имеет выбор способа компенсации дисперсионного запаздывания сигнала. В работе [12] было показано, что для бортового пульсарного комплекса возможно использование только метода последетекторной компенсации дисперсии сигнала с использованием цифровой обработки сигналов на основе БПФ [13].

В ПРАО АКЦ ФИАН в последние годы был разработан цифровой приемно-регистрирующий комплекс для наблюдений пульсаров в дециметровом диапазоне радиоволн. Он предназначен для работы с трактом промежуточной частоты в полосе 100 МГц и, в основном, удовлетворяет вышеназванным техническим требованиям [14].

3.7. Принцип определения местоположения

Для определения положения КА необходимо предварительное знание его орбиты с точностью Pc/2, где P – период вращения пульсара, c – скорость света. Это позволяет избежать потери

фазы (номера импульса) при определении положения КА. Большинство пульсаров имеют периоды от 8 с до 1.4 мс, что позволяет определять орбиту с различной степенью точности в зависимости от решаемой задачи.

Вначале рассмотрим приближенное уравнение

$$t_i - \tilde{t}_i = \frac{1}{c}(\vec{n}_i \cdot \vec{r}), \quad (i = 1, 2, 3, 4),$$
 (1)

где t_i — время прихода импульса в барицентр Солнечной системы, \tilde{t}_i — время прихода импульса на КА, \vec{n}_i — единичный вектор в направлении на *i*-й пульсар, и \vec{r} — положение КА в Солнечной системе.

Уравнение (1) есть система линейных уравнений относительно \vec{r} — точного положения КА в Солнечной системе. Чтобы определять три координаты КА, необходимо наблюдать, по крайней мере, три пульсара. Еще один пульсар необходимо наблюдать для ведения времени. Таким образом, для точной навигации нужно вести мониторинг минимум четырех пульсаров.

Формула для определения радиус-вектора КА записывается в следующем виде [4, 15]:

$$\vec{r} = \frac{A_1[\vec{n}_2 \times \vec{n}_3] + A_2[\vec{n}_1 \times \vec{n}_3] + A_3[\vec{n}_1 \times \vec{n}_2]}{(\vec{n}_1 \cdot [\vec{n}_2 \times \vec{n}_3])},$$
(2)

где \vec{n}_1 , \vec{n}_2 , \vec{n}_3 — единичные барицентрические вектора трех пульсаров. Величины A_1 , A_2 , A_3 есть разность времен прихода одного и того же пульсарного импульса на приемную антенну КА \tilde{t}_i (измеряемая на борту КА величина) и в барицентр Солнечной системы t_i (i = 1, 2, 3) (теоретически рассчитываемая из вращательных параметров пульсара величина) после исключения влияния межзвездной и межпланетной среды, гравитационной задержки сигнала планет Солнечной системы и учета сферичности фронта. Величины A_1, A_2, A_3 определяются соотношениями

$$A_{1} = c(t_{1} - t_{1}),$$

$$A_{2} = c(t_{2} - t_{2}),$$

$$A_{3} = c(t_{3} - t_{3}).$$

Полная разность времени прихода импульса в барицентр Солнечной системы и времени регистрации импульса на КА определяется уравнениями:

$$c(t_{1} - \tilde{t}_{1}) = (\vec{n}_{1} \cdot \vec{\mathbf{r}}) - \frac{1}{2R_{1}} [\vec{n}_{1} \times \vec{\mathbf{r}}]^{2} + \gamma_{1} + \frac{DM_{1}}{f^{2}},$$

$$c(t_{2} - \tilde{t}_{2}) = (\vec{n}_{2} \cdot \vec{\mathbf{r}}) - \frac{1}{2R_{2}} [\vec{n}_{2} \times \vec{\mathbf{r}}]^{2} + \gamma_{2} + \frac{DM_{2}}{f^{2}}, \quad (3)$$

$$c(t_{3} - \tilde{t}_{3}) = (\vec{n}_{3} \cdot \vec{\mathbf{r}}) - \frac{1}{2R_{3}} [\vec{n}_{3} \times \vec{\mathbf{r}}]^{2} + \gamma_{3} + \frac{DM_{3}}{f^{2}}.$$

Мы, тем не менее, будем использовать более простую формулу, предполагая, что редукция на плазму и релятивистские поправки уже проведена:

$$A_{1} = (\vec{n}_{1} \cdot \vec{\mathbf{r}}) - \frac{1}{2R_{1}} [\vec{n}_{1} \times \vec{\mathbf{r}}]^{2},$$

$$A_{2} = (\vec{n}_{2} \cdot \vec{\mathbf{r}}) - \frac{1}{2R_{2}} [\vec{n}_{2} \times \vec{\mathbf{r}}]^{2},$$

$$A_{3} = (\vec{n}_{3} \cdot \vec{\mathbf{r}}) - \frac{1}{2R_{3}} [\vec{n}_{3} \times \vec{\mathbf{r}}]^{2},$$
(4)

где вторые члены в правой части системы (4) являются поправками за сферичность фронта в направлении на *i*-й пульсар, R_i — расстояние до *i*-го пульсара.

Второй член правой части уравнений (4) имеет величину 1.2 мкс для КА на расстоянии r = 1 а.е. от барицентра и пульсара на расстоянии R = 1 кпк.

Навигацию по пульсарам целесообразно использовать в дальнем космосе, когда расстояние от барицентра может значительно превышать 10 а.е. В этом случае поправки за сферичность фронта волны от пульсара могут достигать 120 мкс или даже более. Такие поправки вполне сравнимы с задержкой Шапиро и должны учитываться при вычислении положения КА.

С точностью, достаточной для целей навигации, решение уравнений (4) можно записать как

$$\vec{r} = \frac{(A_1 + \delta A_1)[\vec{n}_2 \times \vec{n}_3] + (A_2 + \delta A_2)[\vec{n}_1 \times \vec{n}_3] + (A_3 + \delta A_3)[\vec{n}_1 \times \vec{n}_2]}{(\vec{n}_1 \cdot [\vec{n}_2 \times \vec{n}_3])}.$$
(5)

Здесь

$$\begin{split} \delta A_{\rm l} &= \frac{1}{2} \beta^2 \eta^2 \frac{A_{\rm l}^2}{R_{\rm l}}, \\ \delta A_2 &= \frac{1}{2} \beta^2 \eta^2 \frac{A_2^2}{R_2}, \\ \delta A_3 &= \frac{1}{2} \beta^2 \eta^2 \frac{A_3^2}{R_3}, \\ \beta &= 1/(\vec{n}_{\rm l} \cdot [\vec{n}_2 \times \vec{n}_3]), \quad \eta = \|\vec{n}_{\rm l} \times [\vec{n}_2 \times \vec{n}_3]\|. \end{split}$$

Фактически это решение является разложением в ряд Тэйлора по малому параметру A_l/R_l , вплоть до квадратичных членов. Действительно, поскольку величины A_1 , A_2 , A_3 меньше или равны расстоянию от КА до барицентра Солнечной системы, то в случае, когда r = 1 а.е. от барицентра, и пульсара на расстоянии R = 1 кпк, отношение $\delta A/A \sim 5 \times 10^{-6}$, а в том случае, когда расстояние КА от барицентра в 10 раз больше, то отношение $\delta A/A \sim 5 \times 10^{-5}$. Это показывает, что (5) является достаточно точным решением. Вклад кубических членов будет иметь порядок $\sim 10^{-10}$, и вкладом таких членов уже можно пренебречь.

Поскольку набор пульсаров для целей навигации будет определен заранее, то релятивистские поправки и поправки за межзвездную и межпланетную плазму можно вычислить заранее. Остаются только поправки за нестационарный солнечный ветер, которые требуют вычисления в текущее время.

Уравнения (2) и (5) позволяют вычислять положения КА по трем пульсарам, так что уравнения (3) являются определенными линейными уравнениями. В действительности для определения положения можно использовать не три, а значительно большее число пульсаров, скажем k. Тогда для определения трех координат возникает k уравнений. Система становится переопределенной, и в этом случае используется метод наименьших квадратов.

Вернемся к решению задачи навигации по трем пульсарам. Решение уравнения (2) зависит от знаменателя ($\vec{n}_1 \cdot [\vec{n}_2 \times \vec{n}_3]$). Если эта величина мала, то решение становится плохо определенным. Это происходит в том случае, когда все три пульсара находятся близко друг к другу на небесной сфере. Величина ($\vec{n}_1 \cdot [\vec{n}_2 \times \vec{n}_3]$) называется определителем Грама.

Отметим также, что скалярное произведение двух единичных векторов в направлении на пульсары равно косинусу угла между этими пульсарами. Единичный вектор в направлении на пульсар определяется через экваториальные координаты как $\vec{n} = (\cos \delta \cos \alpha, \cos \delta \sin \alpha, \sin \delta)$, а через эклиптические как

$$\vec{n} = (\cos\beta\cos\lambda, \cos\beta\sin\lambda, \sin\beta).$$

Пользуясь этими определениями, можно вычислить определитель Грама и оценить качество выбранных пульсаров как навигационных реперов. Критерием плохой определенности системы является равенство определителя Грама ошибке определения времени прихода импульсов по отношению к периоду между импульсами. Качество пульсаров как навигационных реперов мы оценим ниже.

Для уменьшения количества итераций можно использовать пульсары с различными значениями периодов. В случае нулевой итерации можно использовать набор пульсаров с периодами примерно 1 сек. Тогда нулевое приближение положения КА достаточно знать с точностью до 150000 км, что является достаточно простой задачей. В качестве второй итерации уже можно использовать набор миллисекундных пульсаров, которые позволяют определить положение КА с точностью лучше, чем 300 м.

3.8. Определение орбиты по положению и скорости

Для быстрого определения элементов орбиты КА могут использоваться одномоментные измерения его положения \mathbf{r}_0 и скорости \mathbf{v}_0 в момент времени t_0 . Будем придерживаться подхода, изложенного в книге [16]. Предполагаем, что векторы \mathbf{r}_0 и \mathbf{v}_0 не коллинеарны. Плоскость орбиты определяется с помощью единичного вектора нормали, вычисляемого из векторного произведения радиус-вектора и скорости

$$\mathbf{c}^{0} = \frac{\mathbf{r}_{0} \times \mathbf{v}_{0}}{|\mathbf{r}_{0} \times \mathbf{v}_{0}|}.$$
 (6)

Составляющие вектора c^0 обозначим через c_x , c_y , c_z . Тогда наклонение орбиты и долготу восходящего узла можно вычислить из соотношений

 $c_x = \sin i \sin \Omega$, $c_y = -\sin i \cos \Omega$, $c_x = \cos i$ по формулам

$$i = \arccos c_x, \quad 0 \le i \le \pi, \quad \sin \Omega = \frac{c_x}{\sin i}$$

 $\cos \Omega = -\frac{c_y}{\sin i}, \quad 0 \le \Omega \le 2\pi.$

Из модуля векторного произведения площадей $C = |\mathbf{r}_0 \times \mathbf{v}_0|$ определяем параметр орбиты

$$p = \frac{C^2}{\mu},\tag{7}$$

а с помощью интеграла энергии $V_0^2 - \frac{2\mu}{r_0} = h$ определяем эксцентриситет орбиты

$$e = \sqrt{1 + h \frac{C^2}{\mu^2}}.$$
 (8)

По величине эксцентриситета однозначно определяется тип орбиты. При e < 1 орбита эллиптическая, при e > 1 – гиперболическая, в случае e = 1 – параболическая.

Истинная аномалия ϑ_0 в момент времени t_0 определяется из формул для радиальной и трансверсальной составляющей скорости КА

$$\sin\vartheta_0 = \frac{V_{r0}}{e}\sqrt{\frac{p}{\mu}}, \quad \cos\vartheta_0 = \frac{1}{e}\left(V_{n0}\sqrt{\frac{p}{\mu}} - 1\right), \quad (9)$$

где

$$V_{r0} = \mathbf{V}_0 \cdot \frac{\mathbf{r}_0}{|\mathbf{r}_0|}, \quad V_{n0} = |\mathbf{V}_0 - V_{r0} \cdot \frac{\mathbf{r}_0}{|\mathbf{r}_0|}$$

Аргумент широты u_0 определяется из следующих соотношений:

$$\cos u_0 = \mathbf{r}_{\Omega}^0 \cdot \frac{\mathbf{r}_0}{|\mathbf{r}_0|},$$

$$\sin u_0 = \left| \mathbf{r}_{\Omega}^0 \times \frac{\mathbf{r}_0}{|\mathbf{r}_0|} \right| \operatorname{sign} \mathbf{r}_{0z} \quad (0 \le u_0 \le 2\pi),$$
(10)

где $\mathbf{r}_{\Omega}^{0} = (\cos \Omega, \sin \Omega, 0)$ — единичный вектор, направленный из притягивающего центра в восходящий узел, r_{0z} — проекция \mathbf{r}_{0} на ось *Oz*. Далее находим аргумент перицентра

$$\omega_0 = u_0 - \vartheta_0. \tag{11}$$

Время пролета через перицентр *T* определяется исходя из знания типа орбиты — эллиптическая или гиперболическая. При эллиптической орбите предварительно вычисляется эксцентрическая аномалия по формуле

$$\operatorname{tg}\frac{E_0}{2} = \sqrt{\frac{1-e}{1+e}}\operatorname{tg}\frac{\vartheta_0}{2},\qquad(12)$$

а затем из уравнения Кеплера — время пролета перицентра

$$T = t_0 - \frac{a^{3/2}}{\sqrt{\mu}} (E_0 - e \sin E_0).$$
(13)

Величина большой полуоси определяется из параметра орбиты *p* по формуле

$$a = \frac{p}{1 - e^2}.\tag{14}$$

Если орбита гиперболическая, то сначала определяется величина H_0

$$g\frac{H_0}{2} = \sqrt{\frac{e-1}{e+1}} tg\frac{\vartheta_0}{2}, \qquad (15)$$

а затем время пролета перицентра

t

$$T = t_0 - \frac{a^{3/2}}{\sqrt{\mu}} (e \sinh E_0 - E_0), \qquad (16)$$

где $a = \frac{p}{e^2 - 1}$.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 6 2020



Рис. 5. Положение орбиты в прямоугольной системе *0хуг* и основные углы поворота для расчета прямоугольных координат КА.

В случае параболической орбиты время пролета перицентра вычисляется по формуле

$$T = t_0 - \frac{a^{3/2}}{2\sqrt{\mu}} \left(tg \frac{\vartheta_0}{2} + \frac{1}{3} tg^3 \frac{\vartheta_0}{2} \right).$$
(17)

3.9. Определение местоположения КА по орбитальным параметрам

Введем прямоугольную систему координат Охуг. Начало системы координат в точке О выбирается в зависимости от решаемой задачи и определяется удобством последующих вычислений координат КА. Например, при определении местоположения КА в межпланетных перелетах центр координатной системы удобно выбрать совпадающим с барицентром Солнечной системы. При определении местоположения ИСЗ центр координат выбирается в центре масс Земли и т.д.

Пересчет полярных координат КА (ϑ , **r**) из плоскости орбиты в прямоугольную систему координат *Охуг* будем осуществлять с помощью последовательных поворотов на углы ϑ , ω , *i*, Ω (рис. 5). Для этого введем матрицы поворота вокруг осей *Ох*, *Оу*, *Ог*:

$$\mathbf{R}_{x}(\boldsymbol{\varphi}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \varphi & \sin \varphi \\ 0 & -\sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix},$$

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 6 2020

$$\mathbf{R}_{y}(\boldsymbol{\varphi}) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & 0 & -\sin \varphi \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \varphi & 0 & \cos \varphi \end{pmatrix},$$
(18)
$$\mathbf{R}_{z}(\boldsymbol{\varphi}) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

В матричной форме пересчет координат запишется в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \mathbf{R}_{z}(\Omega)\mathbf{R}_{x}(i)\mathbf{R}_{z}(\omega)\mathbf{R}_{z}(\vartheta)\mathbf{r} =$$

$$= \begin{pmatrix} \cos\Omega & \sin\Omega & 0 \\ -\sin\Omega & \cos\Omega & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos i & \sin i \\ 0 & -\sin i & \cos i \end{pmatrix} \times$$
(19)
$$\times \begin{pmatrix} \cos\omega & \sin\omega & 0 \\ -\sin\omega & \cos\omega & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\vartheta & \sin\vartheta & 0 \\ -\sin\vartheta & \cos\vartheta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} .$$

Перемножив матрицы и упростив полученные выражения, окончательно для координат КА получим

$$x = r[\cos(\vartheta + \omega)\cos\Omega - \sin(\vartheta + \omega)\sin\Omega\cos i],$$

$$y = r[\cos(\vartheta + \omega)\sin\Omega - \sin(\vartheta + \omega)\cos\Omega\cos i], (20)$$

$$z = r[\sin(\vartheta + \omega)\sin i].$$

Эти формулы пригодны для орбит всех типов эллиптических, параболических, гиперболических, но в каждом случае нужно подставлять свои значения радиус-вектора *r* и истинной аномалии ϑ [17, 18].

3.10. Оценивание параметров траектории КА и их погрешности

Для оценки погрешности измерений в зависимости от статистики измерений рассмотрим траекторию КА на ограниченном интервале времени. Для ее описания будем использовать модель, представляющую собой детерминированную функцию $\mathbf{r}(\lambda, t)$ неизвестных меняющихся неслучайных параметров $\lambda = (\lambda_0, \lambda_1, ..., \lambda_{\kappa})^T$ ((*)^{*T*} – операция транспонирования) и времени *t* [19]. Функцию $\mathbf{r}(\lambda, t)$ считаем дифференцируемой по всем параметрам λ_i (*i* = 1, 2, ..., κ). Рассмотрим частный случай, когда траектория описывается полиномом κ -й степени:

$$\mathbf{r}(\boldsymbol{\lambda},t) = \lambda_0 + \lambda_1 t + \lambda_2 t^2 + \dots + \lambda_{\kappa} t^{\kappa}.$$
 (21)

Коэффициенты λ_0 , λ_1 , λ_2 , ... полинома имеют смысл координаты, скорости, ускорения и т.д. Степень полинома к зависит от орбиты КА (околоземная, окололунная или межпланетная), промежутка времени, на который необходимо предвычислить положение КА, и заданной точности предсказания.

Вектор неизвестных параметров $\lambda = (\lambda_0, \lambda_1, ..., \lambda_{\kappa})^T$ траектории $\mathbf{r}(\lambda, t)$ подлежит оцениванию по результатам наблюдения процесса $y(t) = \mathbf{r}(\lambda, t) + \xi(t)$, где в качестве шума $\xi(t)$ выступают аппаратурные погрешности измерений МПИ и фазовые вариации вращения пульсара.

Считаем, что число измерений $n > \kappa$. В этом случае нахождение вектора параметров λ осуществляется методом наименьших квадратов. Введем векторы-столбцы размерности $\kappa + 1$ и *n*

$$\boldsymbol{\lambda} = \begin{pmatrix} \lambda_0 \\ \lambda_1 \\ \vdots \\ \lambda_\kappa \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{y} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{y}_1 \\ \boldsymbol{y}_2 \\ \vdots \\ \boldsymbol{y}_n \end{pmatrix}, \quad (22)$$

и матрицы размером (κ + 1) × *n* и *n* × *n*

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} 1 \ t_1 \ t_1^2 \ \dots \ t_1^{\kappa} \\ 1 \ t_2 \ t_2^2 \ \dots \ t_2^{\kappa} \\ \vdots \ \vdots \ \ddots \ \vdots \\ 1 \ t_n \ t_n^2 \ \dots \ t_n^{\kappa} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{H} = \begin{pmatrix} 1/\sigma_1^2 \ 0 \ \dots \ 0 \\ 0 \ 1/\sigma_2^2 \ \dots \ 0 \\ \vdots \ \vdots \ \ddots \ \vdots \\ 0 \ 0 \ \dots \ 1/\sigma_n^2 \end{pmatrix}. (23)$$

Тогда система нормальных уравнений для определения параметров траектории λ запишется в виде

$$\mathbf{C}^T \mathbf{H} \mathbf{C} \boldsymbol{\lambda} = \mathbf{C} \mathbf{H} \mathbf{y}, \tag{24}$$

а решение в виде

$$\hat{\boldsymbol{\lambda}} = (\mathbf{C}^T \mathbf{H} \mathbf{C})^{-1} \mathbf{C} \mathbf{H} \mathbf{y}, \qquad (25)$$

где $\hat{\lambda} = (\hat{\lambda}_0, \hat{\lambda}_1, ..., \hat{\lambda}_{\kappa})^T - MHK$ -оценки коэффициентов полинома. Корреляционная матрица погрешностей оценок $\hat{\lambda}$ вычисляется с помощью формулы

$$\mathbf{K}_{\hat{\boldsymbol{\lambda}}} = (\mathbf{C}^T \mathbf{H} \mathbf{C})^{-1}.$$
 (26)

Рассмотрим конкретный практический случай, когда траектория описывается полиномом 2-й степени, т.е. учитываются скорость и ускорение КА:

$$\mathbf{r}(\boldsymbol{\lambda},t) = \mathbf{r}_n + \dot{\mathbf{r}}_n(t-t_n) + \ddot{\mathbf{r}}_n(t-t_n)^2, \qquad (27)$$

где вектор параметров $\lambda = (\mathbf{r}_n, \dot{\mathbf{r}}_n, \ddot{\mathbf{r}}_n)^T$ включает радиус-вектор, его первую и вторую производные в момент последнего измерения t_n . Матрица **С** в этом случае будет иметь вид

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} 1 & t_1 - t_n & (t_1 - t_n)^2 \\ 1 & t_2 - t_n & (t_2 - t_n)^2 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & t_{n-1} - t_n & (t_{n-1} - t_n)^2 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$
 (28)

Предположим, что измерения равноточны. Тогда $\mathbf{H} = 1/\sigma^2 \mathbf{I}$, где $\mathbf{I} - единичная$ матрица $n \times n$. Находим

$$\mathbf{C}^{T}\mathbf{H}\mathbf{C} = \frac{1}{\sigma^{2}} \begin{pmatrix} 1 & \dots & 1 & 1 \\ t_{1} - t_{n} & \dots & t_{n-1} - t_{n} & 0 \\ (t_{1} - t_{n})^{2} & \dots & (t_{n-1} - t_{n})^{2} & 0 \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} 1 & t_{1} - t_{n} & (t_{1} - t_{n})^{2} \\ 1 & t_{2} - t_{n} & (t_{2} - t_{n})^{2} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & t_{n-1} - t_{n} & (t_{n-1} - t_{n})^{2} \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} =$$
(29)
$$= \frac{1}{\sigma^{2}} \begin{pmatrix} n & \sum_{i=1}^{n} (t_{i} - t_{n}) & \sum_{i=1}^{n} (t_{i} - t_{n})^{2} \\ \sum_{i=1}^{n} (t_{i} - t_{n}) & \sum_{i=1}^{n} (t_{i} - t_{n})^{2} & \sum_{i=1}^{n} (t_{i} - t_{n})^{3} \\ \sum_{i=1}^{n} (t_{i} - t_{n})^{2} & \sum_{i=1}^{n} (t_{i} - t_{n})^{3} & \sum_{i=1}^{n} (t_{i} - t_{n})^{4} \end{pmatrix}.$$

Для упрощения дальнейших выкладок предположим, что измерения производятся через равные промежутки времени длиной T_0 . Такой случай можно заложить на этапе планирования миссии. Также этот вариант полезен для быстрых практических оценок точности получаемых параметров. Тогда

$$\sum_{i=1}^{n} (t_i - t_n) = -T_0 \sum_{i=1}^{n-1} i = -T_0 \frac{n(n-1)}{2},$$

$$\sum_{i=1}^{n} (t_i - t_n)^2 = T_0^2 \sum_{i=1}^{n-1} i^2 = T_0^2 \frac{(2n-1)(n-1)n}{6},$$

$$\sum_{i=1}^{n} (t_i - t_n)^3 = -T_0^3 \sum_{i=1}^{n-1} i^3 = -T_0^3 \frac{(n-1)^2 n^2}{4},$$

$$\sum_{i=1}^{n} (t_i - t_n)^4 = T_0^4 \sum_{i=1}^{n-1} i^4 =$$

$$= T_0^4 \frac{(2n-1)(n-1)(3n^2 - 3n - 1)n}{30}.$$
(30)

Подставляя эти выражения в матрицу C^THC и обращая ее, получим корреляционную матрицу ошибок

$$\mathbf{K}_{\hat{\lambda}} = (\mathbf{C}^{T}\mathbf{H}\mathbf{C})^{-1} = \sigma^{2} \begin{pmatrix} \frac{9n(n-1)+6}{n(n+1)(n+2)} & \frac{18(2n-1)}{(n^{2}+3n+2)nT_{0}} & \frac{30}{(n^{2}+3n+2)nT_{0}^{2}} \\ \frac{18(2n-1)}{(n^{2}+3n+2)nT_{0}} & \frac{12(8n-11)(2n-1)}{(n^{5}-5n^{3}+4n)T_{0}^{2}} & \frac{180}{(n^{3}+n^{2}-4n-4)nT_{0}^{3}} \\ \frac{30}{(n^{2}+3n+2)nT_{0}^{2}} & \frac{180}{(n^{3}+n^{2}-4n-4)nT_{0}^{3}} & \frac{180}{(n^{5}-5n^{3}+4n)T_{0}^{4}} \end{pmatrix}.$$
(31)

Выражения для быстрой оценки СКО определяемых параметров получим, если примем еще одно упрощающее предположение: число измерений n должно быть относительно велико, скажем $n \ge 7-10$. Тогда

$$\begin{pmatrix} \sigma_r \\ \sigma_{\dot{r}} \\ \sigma_{\ddot{r}} \end{pmatrix} \approx \sigma \begin{pmatrix} \frac{3}{\sqrt{n}} \\ \frac{14}{\sqrt{n^3}T_0} \\ \frac{13}{\sqrt{n^5}T_0^2} \end{pmatrix}.$$
(32)

Вектор оценок радиус-вектора, скорости и ускорения КА определяется следующим выражением

$$\hat{\boldsymbol{\lambda}} = \begin{pmatrix} \frac{9n(n-1)+6}{n(n+1)(n+2)} & \frac{18(2n-1)}{(n^2+3n+2)nT_0} & \frac{30}{(n^2+3n+2)nT_0^2} \\ \frac{18(2n-1)}{(n^2+3n+2)nT_0} & \frac{12(8n-11)(2n-1)}{(n^5-5n^3+4n)T_0^2} & \frac{180}{(n^3+n^2-4n-4)nT_0^3} \\ \frac{30}{(n^2+3n+2)nT_0^2} & \frac{180}{(n^3+n^2-4n-4)nT_0^3} & \frac{180}{(n^5-5n^3+4n)T_0^4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \dots & 1 & 1 \\ t_1-t_n & \dots & t_{n-1}-t_n & 0 \\ (t_1-t_n)^2 & \dots & (t_{n-1}-t_n)^2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1 \\ \vdots \\ y_{n-1} \\ y_n \end{pmatrix} = \\ = \begin{pmatrix} \frac{3}{n(n+1)(n+2)} \sum_{i=1}^{n} [2+2i(5i-3)+3n-8ni+n^2]y_i \\ \frac{6}{n(n^4-5n^2+4)T_0} \sum_{i=1}^{n} [30i^2(n-1)+(n+2)(n+1)(4n-3)+i(22-28n^2)]y_i \\ \frac{30}{n(n^4-5n^2+4)T_0^2} \sum_{i=1}^{n} [6i^2-6i(n+1)+(n+1)(n+2)]y_i \end{pmatrix}.$$
(33)

Таким образом, оценки радиус-вектора, скорости и ускорения в случае *n* равноотстоящих и равноточных измерений можно записать в общем виде

$$\hat{\mathbf{r}}_n = \sum_{i=1}^n b_{ri} y_i, \quad \hat{\mathbf{r}}_n = \sum_{i=1}^n b_{ri} y_i, \quad \hat{\mathbf{r}}_n = \sum_{i=1}^n b_{ii} y_i, \quad (34)$$

где весовые коэффициенты

$$b_{ri} = \frac{3(2+2i(5i-3)+3n-8ni+n^2)}{n(n+1)(n+2)},$$

$$b_{ri} = \frac{6(30i^2(n-1)+(n+2)(n+1)(4n-3)+i(22-28n^2))}{n(n^4-5n^2+4)T_0},$$

$$b_{ri} = \frac{30(6i^2-6i(n+1)+(n+1)(n+2))}{n(n^4-5n^2+4)T_0^2}, \quad i=1,2,...,n.$$

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 6 2020

Эти коэффициенты представляют импульсные характеристики дискретных фильтров, на выходе которых имеем оценки дальности, скорости и ускорения.

Графики уменьшения погрешности параметров траектории в зависимости от количества измерений n, проводимых через интервал времени T_0 , показаны на рис. 6—8.

Отдельно стоит проанализировать график погрешности радиус-вектора. При увеличении числа измерений с трех до ста видно, что погрешность уменьшается с 1000 до 300 м — медленнее, чем в $\sqrt{100/3} \approx 6$ раз. Особенно явно этот эффект виден при небольшом числе измерений. Это связано со сложным поведением элемента корреляционной матрицы, ответственного за радиус-век-



Рис. 6. Погрешность измерения местоположения КА в зависимости от числа измерений *n*.



Рис. 7. Погрешность измерения скорости КА в зависимости от числа измерений *n* при разных интервалах измерений *T*₀.

тор. Таким образом, простое увеличение числа измерений во времени не приводит к ожидаемому улучшению точности радиус-вектора.

Альтернативным способом увеличить статистику измерений являются использование более четырех пульсаров и вычисление параметров траектории по всем их возможным комбинациям.

4. СПИСКИ РЕПЕРНЫХ ПУЛЬСАРОВ ДЛЯ НАВИГАЦИИ КА

Прямое определение положения КА методом, подобным методу решения задачи определения положения объекта по спутникам системы глобального позиционирования, когда положение объекта находится квазимгновенно при миниму-



Рис. 8. Погрешность измерения ускорения KA в зависимости от числа измерений n при разных интервалах измерений T_0 .

ме априорной информации о начальном положении и скорости объекта, для задачи навигации по пульсарам трудноразрешимо по следующим соображениям:

• Отсутствие "временных меток" (неразличимость импульсов), которые позволяли бы определять счетный номер импульса, что приводит, в общем случае, к неопределенности определения МПИ пульсара с точностью до периода. Теоретическая возможность использования пульсаров, генерирующих гигантские импульсы, которые имеют уникальную структуру и исключительную мощность, что в свою очередь позволяет регистрировать отдельный импульс даже с использованием антенны умеренной эффективной площади, на практике ограничивается следующими соображениями: (а) необходимостью знать временную привязку такого импульса, что требует обмена информации с наземным пунктом наблюдения пульсара. (б) малым числом пульсаров, регулярно генерирующих достаточно мощные гигантские импульсы

• Техническая сложность реализации одновременного наблюдения нескольких пульсаров (не менее 3 для решения задачи навигации и не менее 4 для решения задачи уточнения хода бортовых часов)

 Достаточно большое время накопления слабого сигнала радиопульсара в сравнении со временем изменения положения КА в пространстве (типичные времена накопления 1000 и более секунд при скорости КА в единицы километров в секунду) С учетом вышеуказанного, реалистичным методом определения положения КА является уточнение расчетного положения КА относительно вычисленного по изначально заданному положению и скорости в заданной системе отсчета и/или уточнение параметров орбиты КА, который и будет рассматриваться далее в качестве базового.

Для выработки сценария наблюдений и выбора набора пульсаров, подходящего для его реализации, ограничим круг основных навигационных задач, которые могут быть решены методом хронометрирования пульсаров:

1. Грубое определение положения КА в пространстве с точностью до сотен километров. Данная задача возникает при навигации в дальнем космическом пространстве на перелетных орбитах к планетам Солнечной системы или при перелете к Луне, когда произошла потеря информации о положении КА, а восстановление ее радиометрическим методами невозможно. При этом исходное положение КА может быть известно (в направлении на реперный пульсар) с достаточно малой точностью — в общем случае не хуже cP/2. Данное требование связано с тем, что если ошибка в первоначальном определении положения КА (во временной мере) превосходит половину периода пульсара, то невозможно однозначно определить правильный счетный номер опорного импульса (происходит т.н. "потеря фазы"), который необходимо знать для определения поправки к положению КА. Например, при периоде собственного вращения пульсара ~1 с, неопределенность начального положения КА должна состав-



Рис. 9. Опорные пульсары из табл. 2 ("сценарий грубого определения"). Карта в галактических координатах, долгота растет справа налево. Пульсары обозначены следующим образом: *I* – B0329+54, *2* – B1937+21, *3* – B1534+12, *4* – B1749-28, *5* – B1449-64, *6* – J0437-4715, *4* – B1449-64, *7* – B0833-45, *8* – B0835-41, *9* – B0740-28, *10* – B0950+08.

лять около 150 тыс. км, что, очевидно, достигается при любых разумных начальных условиях. Для миллисекундного пульсара (с периодом от единиц до десятков миллисекунд) потеря фазы возможна при ошибке определения первоначального положения от ~200 (для одного из самых быстрых миллисекундных пульсаров B1937+21) до нескольких сотен километров.

2. Высокоточное определение положения и скорости и ускорения КА по наблюдениям пульсаров с точностью до десятков километров. Данная задача может возникнуть при дальних космических перелетах или перелетах к Луне.

3. Уточнение параметров орбит в дальних космических перелетах. Данная задача, очевидно, сводится к предыдущей.

4. Уточнение параметров орбит КА вокруг Земли, Луны и планет Солнечной системы. Данная задача сводится к многократным продолжительным наблюдениям группы реперных пульсаров с вычислением МПИ для каждого наблюдения и последующего решения систем уравнений относительно невязок орбитальных параметров КА с минимизацией СКО остаточных уклонений (ОУ – разницей между вычисленными и наблюденными МПИ пульсаров). Отметим, что это единственно возможный подход с учетом того факта, что периоды обращения КА вокруг тел Солнечной системы на низких орбитах соизмеримы со временем цикла наблюдения 3-4 реперных пульсаров, необходимым для вычисления положения КА.

Перечисленные задачи приводят к следующим требованиям к постановке наблюдений и выбору пульсаров:

• Решение первой и, в ограниченных пределах, третьей задачи обеспечивается наблюдениями группы мощных (секундных и миллисекундных) пульсаров с СКО ОУ МПИ порядка десятков и сотен микросекунд (рис. 9). Для надежного определения положения пульсаров в пространстве желательно обеспечить сохранение фазы пульсара между двумя наблюдениями (уход фазы за время между наблюдениями должен быть меньше 1/2 наблюдаемого периода пульсара). Ожидаемая точность привязки интегрального импульса в сеансе наблюдения – не хуже 1 мс, что обеспечивает определение положения КА в направлении на пульсар до 300 км.

• Решение 2-й, 3-й и 4-й задачи обеспечивается наблюдениями групп менее мощных миллисекундных пульсаров (рис. 10). Точность привязки интегрального импульса в сеансе наблюдения в пределах нескольких десятков мкс, что обеспечивает точность определения положения КА в пределах от единиц до нескольких десятков км.

Достижение сколько-нибудь приемлемого отношения сигнал/шум возможно только при использовании режима синхронного накопления (суммирования с наблюдаемым периодом) импульсов пульсара, который позволяет улучшать отношение сигнал/шум как $N^{1/2}$, где N — количество просуммированных импульсов.

Оценим значение сигнал/шум для цифрового приемника в режиме многоканального приема излучения пульсара. Радиометрический выигрыш при таком режиме наблюдений обеспечивается тем, что общая полоса частот разбивается на несколько частотных каналов, в каждом из которых реализуется додетекторная компенсация дисперсии пульсара. Радиометрический выигрыш в этом случае равен корню квадратному из числа частотных каналов. В случае последетекторной компенсации дисперсии сигнал оцифровывается с интервалом выборки (определяемым теоремой Котельникова), производятся его Фурье-преобразование в энергетический частот-



Рис. 10. Опорные пульсары из табл. 3 и 4 ("сценарий точного определения"). Карта в галактических координатах, долгота растет справа налево. Пульсары обозначены следующим образом: *1* – B1937+21, *2* – J2145–0750, *3* – J1713+0747, *4* – B1534+12, *5* – B0833-45, *6* – J0437–4715.

ный спектр и суммирование со сдвигом полученных частотных каналов на величину дисперсионной задержки импульса. В этом случае радиометрический выигрыш также равен корню квадратному из числа каналов частотного спектра. Таким образом, в случае использования цифровой обработки сигнала для приемно-регистрирующего комплекса, формула для вычисления отношения сигнал/шум имеет вид:

$$S/N = \frac{SA_{\rm eff} (n_{\rm pol} N_{\rm ch})^{1/2}}{2kT_{\rm sys}} \left(\frac{T}{P}\right)^{1/2} \frac{P}{W},$$
 (35)

где *S* – плотность потока (в дальнейших оценках берется опорная частота 400 МГц), обычно выражаемая в мЯн, $A_{\rm eff}$ – эффективная площадь (м²), n_{pol} – число поляризаций, в которых ведется наблюдение, т – постоянная времени приемника, T- время накопления (с), $N_{\rm ch} -$ число реализуемых цифровым приемником частотных каналов, *W*-ширина импульса пульсара, которая задается как полуширина импульса на 50% его интенсивности, \tilde{P} – период пульсара, $T_{\rm sys} = T_{\rm rec} + T_{\rm sky}$, где $T_{\rm rec}$ – температура приемника (K), в дальнейших расчетах принимаемая равной 100 К, T_{sky} – температура фона. Предполагается наблюдение в двух поляризациях, $n_{\rm pol} = 2$, что не только повышает радиометрический выигрыш в $\sqrt{2}$ раз, но и позволяет уменьшить ошибку, связанную с зависимостью угла поляризации импульса от времени, которая, при наблюдении в единственном поляризационном канале может приводить к искажению формы и положения импульса.

При разумных предположениях о форме импульса (квазигауссовый, одно- или двухкомпонентный симметричный сигнал с хорошо разделяемыми компонентами) величина погрешности определения одиночного МПИ при наивыгодней-

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 6 2020

шем с точки отношения сигнал/шум выборе постоянной времени детектора оценивается сверху как [20]

$$\delta t \approx 0.3 W / (S/N), \tag{36}$$

где W — ширина импульса, если постоянная времени детектора $\tau = W$.

В случае, когда регистрируется несколько точек на импульсе, формула для погрешности определения МПИ запишется как (данная оценка может считаться корректной при S/N > 5 для суммарного импульса [20]):

$$\delta t = \frac{0.3\sqrt{W\Delta t}}{(S/N)},\tag{37}$$

где W – длительность импульса пульсара; Δt – интервал между отсчетами на импульсе; S/N – отношение сигнал/шум.

Подставляя (38) в (40), получим оценку точности определения МПИ *бt*:

$$\delta t = \frac{S_0}{S} \frac{W^{3/2}}{P^{1/2}},\tag{38}$$

где S_0 — параметр, имеющий размерность спектральной плотности потока (Вт/м²/Гц или Ян), который зависит только от характеристик антенны и режима наблюдений:

$$S_0 = \frac{0.6kT_{\rm sys}}{A_{\rm eff}\sqrt{n_{\rm pol}T\Delta f}}.$$
(39)

и при принятых параметрах установки может быть записан как

$$S_{0} = 3.7 \text{ M} \Re H \left(\frac{T_{\text{sys}}}{100 \text{ K}} \right) \left(\frac{\Delta f}{100 \text{ M} \Gamma \mu} \right)^{-1/2} \times \left(\frac{T}{1000 \text{ c}} \right)^{-1/2} \left(\frac{A_{\text{eff}}}{50 \text{ m}^{2}} \right)^{-1}.$$
(40)

Из уравнений (38)-(40) видно, что при произвольно долгой продолжительности накопления сигнала Т можно достичь точности определения МПИ на уровне собственного шума пульсаров, который для наиболее стабильных может быть менее 100 нс. На практике же существует временной масштаб, дольше которого простое когерентное накопление сигнала становится невозможным. Этот масштаб T_{max} зависит от ускорения приемника а и ширины импульса W. Он появляется из-за дрейфа наблюдаемой фазы. В данном случае наблюдаемая частота приходов импульса у пульсара, движущегося со скоростью V по направлению к наблюдателю, связана с его истинной частотой v_0 как $v = v_0(1 + V/c)$. Движение КА с ускорением *а* приводит к изменению *V*, и, соответственно, $v = v_0(1 + at/c)$. В свою очередь это приведет к изменению безразмерной фазы из-за ускоренного движения наблюдателя, которое за-

пишется как
$$\Delta N = v_0 \frac{d}{2c} t^2$$
.

Для обеспечения качественного определения МПИ необходимо, чтобы это изменение не превосходило относительную ширину импульса W/P (данный критерий также достаточно произволен и установлен феноменологически как обобщение опыта хронометрирования пульсаров). Из этого выводится выражение для максимально возможной продолжительности T_{max} :

$$T_{\max} = \sqrt{\frac{2cW}{a}}.$$
 (41)

Этот предел не является фундаментальным, общее время накопления может быть и значительно большим при условии, что оно разбивается на отдельные сегменты малой продолжительности $T < T_{\rm max}$. Этот подход отработан при наземных наблюдениях миллисекундных пульсаров и может быть применен при определении положения во время движения по орбитам вокруг тел различных тел Солнечной системы, когда ускорения достигают больших значений.

Характерные значения ускорения a и соответствующие максимальные времена когерентного накопления $T_{\rm max}$ меняются в широких пределах: для перелетной траектории на расстоянии r от Солнца a мало:

$$a_{\rm tr}(r) = \frac{GM_{\rm Sol}}{r^2} = 6 \times 10^{-3} \left(\frac{r}{1 \text{ a.e.}}\right)^{-2} \text{ M/c}^2,$$
$$T_{\rm max}(r) = \sqrt{\frac{2cW_{50}}{a_{\rm tr}(r)}} = 3.2 \times 10^3 \left(\frac{r}{1 \text{ a.e.}}\right) \left(\frac{W_{50}}{0.1 \text{ Mc}}\right)^{1/2} \text{ c.}$$

Обратная ситуация реализуется в случае КА находящегося на орбите вокруг какого-то крупного небесного тела. В предельном случае аппарата на низкой орбите вокруг Юпитера соответствующие значения будут заметно отличаться:

$$a_{\rm Jup} = \frac{GM_{\rm Jup}}{r_{\rm Jup}^2} = 25.9 \text{ M/c}^2,$$
$$T_{\rm max, Jup} = 47 \left(\frac{W_{50}}{0.1 \text{ Mc}}\right)^{1/2} \text{ c.}$$

Наблюдения пульсаров на низких частотах имеют свои достоинства, такие как значительно больший поток, и недостатки. Основным недостатком является более сильное воздействие межзвездной и межпланетной сред на распространение сигнала и в итоге на наблюдения. Прежде всего это воздействие будет заключаться в спорадическом возникновении межзвездных мерцаний, которые могут значительно увеличивать наблюдаемую ширину импульса, что в свою очередь будет снижать точность определения положения. Вторым важным эффектом является дисперсия сигнала, приводящая к тому, что сигнал на низких частотах запаздывает относительно сигнала на высоких. Дисперсионная задержка относительно свободного распространения (или, эквивалентно, распространения сигнала бесконечной частоты) на частоте f выражается следующей формулой:

$$\Delta t_{\rm disp} = 4.15 \left(\frac{1}{f^2}\right) \rm DM \ mc, \tag{42}$$

где f выражается в ГГц, DM = $\int n_e dl$ – мера дисперсии, n_e – концентрация электронов в среде, интегрирование ведется по пути от источника к наблюдателю, DM имеет размерность пк см⁻³. Мера дисперсии пульсаров является хорошо определенной величиной, однако существуют вековые ходы и случайные вариации, вызванные пересечением луча зрения облаками плазмы. Случайные вариации DM вызовут появление дополнительных отклонений в ОУ МПИ, которые будут вносить ошибку в определения положения КА. Ошибка $\delta t_{\rm DM}$, вносимая вариацией δDM [пк см⁻³], составляет $\delta t_{DM} = 26 \delta DM$ мс. Чтобы вариации меры дисперсии не оказывали заметного отрицательного влияния на процесс измерения, вариации δDM должны быть менее 10-3 пк см-3. В табл. 1 приведены характерные значения вариаций для ярких миллисекундных пульсаров, взятые из [21-23]. Видно, что на этой частоте точность определения МПИ ограничена из-за случайных вариаций меры дисперсии на уровне, чуть лучшем 10 мкс.

Кроме величины δt , связанной с конечным временем наблюдения, и $\delta t_{\rm DM}$, в полную ошибку определения положения $\delta t_{\rm полн}$ вносит вклад еще член, описывающий собственный шум пульсара,

Таблица 1. Вариации меры дисперсии и соответствующие ошибки определения МПИ для ярких миллисекундных пульсаров [21–23]

PSR	$\sigma_{\rm DM}, 10^{-4}$ пк см ⁻³	$\delta t_{ m DM}$, мкс
J0437-4715	<1*	<2.6
J1643-1224	3	8
J1713+0747	2	5.2
J1744-1134	4	10
B1937+21	<1**	<2.6
J2145-0750	1.5	4

* — верхняя оценка, ** — верхняя оценка на годовом интервале; поскольку пульсар обладает существенным вековым ходом меры дисперсии, для сохранения указанной точности желательна передача информации о текущем значении DM на борт KA с периодичностью 1 раз в год

который может характеризоваться, например, вариацией ОУ МПИ отола.

Для задачи определения положения КА были отобраны пульсары, которые позволяют достичь достаточно высокой точности за приемлемое время наблюдений. Для сценария грубого определения положения КА был выбран уровень точности $\delta t_{полн} \sim 1$ мс, что соответствует точности определения положения 300 км, и время накопления менее 10 000 секунд. Кандидаты должны допускать надежное хронометрирование, т. е. при наблюдении должен достигаться уровень S/N > 10. Кандидаты, удовлетворяющие этим условиям и их свойства, приведены в табл. 2.

Дальнейшее уточнение положения возможно лишь при наблюдении миллисекундных пульса-

ров, чаще всего обладающих более слабым потоком. В связи с этим порог обнаружения для них был понижен до S/N > 5. В табл. 3 и табл. 4 приведены эти пульсары и их свойства.

Для расчетов использовались следующие параметры приемной аппаратуры и антенны $A_{\rm eff}$ – эффективная площадь = 50 м², число поляризаций $n_{\rm pol}$ = 2, ширина полосы приемника Δf = = 100 МГц, центральная частота наблюдений f = = 400 МГц, температура приемника $T_{\rm rec}$ = 100 К.

5. АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ КА И ПОПРАВОК К БОРТОВОЙ ШКАЛЕ

5.1. Редукция МПИ к барицентру Солнечной системы

Редукция МПИ в барицентр Солнечной системы сводится к вычислению разности МПИ $t - \tilde{t}$ в барицентр и точку наблюдения с радиус-вектором \vec{r} . Формула редукции записывается в следующем виде [3, 24]:

$$t - \tilde{t} = \frac{1}{c} \mathbf{\vec{n}} \cdot \mathbf{\vec{r}} - \frac{1}{2cR} [\mathbf{\vec{n}} \times \mathbf{\vec{r}}]^2 + \gamma + \Delta t_{\rm DM}, \qquad (43)$$

где \vec{n} — единичный вектор в направлении на пульсар в момент *t*, *R* — расстояние до пульсара, $\Delta t_{\rm DM}$ — задержка сигнала в межзвездной и межпланетной плазме, γ — задержка сигнала в гравитационном поле тел Солнечной системы (задержка Шапиро). Она вычисляется по следующей формуле

$$\boldsymbol{\gamma} = -\sum_{p} \frac{2GM_{p}}{c^{3}} \ln[1 - \vec{\mathbf{n}} \cdot \vec{\mathbf{n}}_{rp}], \qquad (44)$$

олюдений на частоте 408 МІ ц [22] (см. рис. 9). Т _{гес} принимается равной 100 К								
PSR	Гал. широта, <i>l,</i> °	Гал. долгота, $b,^{\circ}$ $T_{\rm sky},$ К		<i>S</i> ₄₀₀ , мЯн	Р, мс			
B0329+54	144.99	-1.22	57	1500	710			
J0437-4715	253.39	-41.96	18	550	5.7			
B0740-28	243.773	-2.444	32	296	16			
B0833-45	263.552	-2.787	214	5000	89			
B0835-41	260.904	-0.336	51	197	751			
B0950+08	228.908	43.697	15	400	253			
B1449-64	315.733	-4.427	75	230	179			
B1534+12	19.848	48.341	39	36	38			
B1749-28	1.540	-0.961	419	1100	562			
B1937+21	57.51	-0.29	97	240	1.6			

Таблица 2. Свойства 10 пульсаров, которые позволяют достичь S/N > 10 за время наблюдения менее 10000 с, но не обладают собственной стабильностью, достаточной для решения точной навигационной задачи. Данный набор пульсаров пригоден для решения грубой навигационной задачи ($\delta t = 100-1000$ мкс). T_{sky} взята из данных наблюдений на частоте 408 МГц [22] (см. рис. 9). T_{rec} принимается равной 100 К

РОДИН и др.

Таблица 3. Свойства шести пульсаров, которые позволяют достичь полной точности определения МПИ менее 50 мкс за время наблюдения 10000 сек и менее при достижении порогового отношения сигнал/шум S/N > 5 ("сценарий точного определения"). T_{sky} взята из данных наблюдений на частоте 408 МГц [22] (см. рис. 10). T_{rec} принимается равной 100 К. Жирным шрифтом выделены пульсары, для которых отношение S/N превосходит 10 при продолжительности наблюдений в 10000 с

PSR	Гал. широта, <i>l</i> ,°	Гал. долгота, $b,^{\circ}$	T _{sky} , K	<i>S</i> , мЯн	Р, мс
J0437-4715	253.39	-41.96	18	550	5.7
B0833-45	263.55	-2.79	214	5000	89
B1534+12	19.85	48.34	39	36	38
J1713+0747	28.75	25.22	59	36	4.6
B1937+21	57.51	-0.29	97	240	1.6
J2145-0750	47.78	-42.08	26	100	16

Таблица 4. Свойства шести пульсаров, которые позволяют достичь полной точности определения МПИ менее 50 мкс за время наблюдения 10000 сек и менее при достижении порогового отношения сигнал/шум S/N > 5 ("сценарий точного определения"). Обозначения в таблице: S/N – отношение сигнал/шум при продолжительности сеанса наблюдений 10000 сек, T(S/N = 5) – продолжительность наблюдений, необходимая для достижения отношения сигнал/шум S/N = 5, δt – ошибка определения МПИ при продолжительности сеанса наблюдений supervised сигнал/шум S/N = 5, δt – ошибка определения МПИ при продолжительности сеанса наблюдений supervised сигнал/шум S/N = 5, δt – ошибка определения МПИ при продолжительности сеанса наблюдений supervised correct сеанса сигнал/шум S/N = 5, δt – ошибка определения $M\Pi H$ при продолжительности сеанса наблюдений supervised correct сеанса ваблюдения S/N = 5, δt – ошибка определения $M\Pi H$ при продолжительности сеанса наблюдений supervised correct сеанса наблюдения S/N = 5, δt – ошибка определения $M\Pi H$ при продолжительности сеанса наблюдений supervised correct сеанса $\delta t_{\rm DM}$ – ошибка, вызванная случайными вариациями меры вращения DM, $\sigma_{\rm TOA}$ – среднеквадратичное отклонение рядов OV $M\Pi H$ соответствующих пульсаров, $\delta t_{\rm полн}$ – полная ошибка определения. Жирным шрифтом выделены пульсары, для которых отношение S/N превосходит 10 при продолжительности наблюдений в 10000 с, * – верхний предел

PSR	S/N	$T(S/N=5), 10^3 \text{ c}$	δ <i>t</i> , мкс	$\sigma_{\text{ТОА}}$, мкс	$\delta t_{\rm DM}$, мкс	$\delta t_{\text{полн}}$, мкс
J0437-4715	47	0.11	0.5	0.3	2.6	2.7
B0833-45	184	0.01	0.22	40	10*	40
B1534+12	13	1.5	3.3	40	10*	40
J1713+0747	5.4	8.6	0.75	0.4	5.2	5.3
B1937+21	68	0.05	0.1	0.7	2.6	2.8
J2145-0750	5.1	9.6	3.6	1.8	4.0	5.7

где $\vec{\mathbf{n}}_{rp}$ — единичный вектор, направленный от КА к гравитирующему телу, M_p — масса гравитирующего тела.

Далее в иллюстративных целях была взята перелетная орбита к Марсу со следующими параметрами: a = 1.19 а.е., e = 0.16, $i = 1.7^{\circ}$, $\omega = 90^{\circ}$, $\Omega = 76^{\circ}$, $T_{\Pi} = 51975$. График задержки Шапиро показан на рис. 11.

Задержка сигнала в среде Δt_{DM} вычисляется по следующей формуле

$$\Delta t_{\rm DM} = \frac{\rm DM}{2.410331 \times 10^{-16} \, f^2},\tag{45}$$

где DM — мера дисперсии в направлении на пульсар, измеряемая в $пк/см^3$, f — частота приема в Гц.

Первый член в правой части уравнения (43) называется поправкой Ремера. Она дает основной вклад в разность $t - \tilde{t}$. Второй член справа в уравнении (43) вызван сферичностью фронта пульсарного сигнала. Рис. 12 показывает график

задержки Ремера для четырех пульсаров, на рис. 13 показан график поведения задержки, вызванной сферичностью фронта сигнала.

Барицентрический момент времени *t* используется далее для вычисления вращательной фазы пульсара *N* по формуле

$$N(t) = v(t - t_0) + \frac{1}{2}\dot{v}(t - t_0)^2 + \varepsilon(t), \qquad (46)$$

где v, \dot{v} — частота и производная частоты вращения пульсара на эпоху вращательных параметров $t_0, \varepsilon(t)$ — шумовая составляющая, которая включает собственные шумы вращения пульсара, неточность модели задержки, вклад бортовой шкалы. В идеальном случае при $\varepsilon(t) = 0$ идеальной модели и абсолютно точных вращательных параметрах N(t) должно быть большим целым числом, на практике же оно отличается от целого на величи-



Рис. 11. Задержка сигнала от четырех пульсаров в гравитационном поле Солнечной системы.



Рис. 12. Задержка Ремера для четырех пульсаров.

ну ≪1. В единицах времени это отличие выражается следующим образом

$$\Delta t = \frac{\varepsilon(t)}{v} = \frac{N(t) - R[N(t)]}{v},\tag{47}$$

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 6 2020

где *R*[*] — функция округления до ближайшего целого.

Разность $t - \tilde{t}$ должна быть выражена в одной шкале времени, например ТСВ — шкале барицен-



Рис. 13. Задержка сигнала, вызванная сферичностью фронта.



Рис. 14. График поведения гравитационного потенциала и квадрата скорости КА.

трического координатного времени. Для этого необходимо МПИ, измеренные по бортовой шкале времени (по собственному времени КА), перевести в шкалу ТСВ. Запишем уравнение, связывающее собственное τ и координатное время t [3]:

$$\frac{d\tau}{dt} = 1 - \frac{1}{c^2} \left(\varphi + \frac{v^2}{2} \right) + O\left(\frac{v^4}{c^4}\right). \tag{48}$$

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 6 2020



Рис. 15. Взаимный ход бортовой шкалы *Т*_{КА} и шкалы ТСВ.

Здесь ϕ — гравитационный потенциал в точке расположения KA, *v* — скорость KA.

$$\varphi = \sum_{p} \frac{GM_{p}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{p}|},\tag{49}$$

г_{*p*} — барицентрический радиус-вектор массы *M*_{*p*}. Поведение члена $\frac{1}{c^2} \left(\phi + \frac{v^2}{2} \right)$ как функции времени показано на рис. 14.

После интегрирования получим

$$t = \tau + \int_{t_0}^{t} \frac{1}{c^2} \left(\varphi + \frac{v^2}{2} \right) dt,$$
 (50)

 $t = \tau$ в момент t_0 . На практике при программировании алгоритма интеграл можно заменить суммой, а dt на Δt – интервалом между измерениями орбиты. Разность шкал $t - \tau$ показана на рис. 15.

Анализ погрешностей всех малых поправок, входящих в модель (3.3), показывает, что они вычисляются с достаточным запасом точности, исходя из знания априорной орбиты, и укладываются в заданную точность определения орбиты КА.

5.2. Система уравнений для нахождения поправок к положению КА и бортовой шкале

Как уже было сказано ранее, формула для определения радиус-вектора КА записывается в

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 6 2020

следующем виде:

$$\hat{\vec{r}} = \frac{A_1[\vec{n}_2 \times \vec{n}_3] + A_2[\vec{n}_1 \times \vec{n}_3] + A_3[\vec{n}_1 \times \vec{n}_2]}{(\vec{n}_1 \cdot [\vec{n}_2 \times \vec{n}_3])},$$
(51)



Рис. 16. Гомановская орбита для перелета к Марсу.

где величины A_i , (i = 1, 2, 3, 4) определяются из следующей системы уравнений

$$A_{1} = (\vec{n}_{1} \cdot \vec{r}) = c(t_{1} - \tilde{t}_{1}) + \frac{1}{2R_{1}} [\vec{n}_{1} \times \vec{r}]^{2} - \gamma_{1} - \frac{DM_{1}}{f^{2}},$$

$$A_{2} = (\vec{n}_{2} \cdot \vec{r}) = c(t_{2} - \tilde{t}_{2}) + \frac{1}{2R_{2}} [\vec{n}_{2} \times \vec{r}]^{2} - \gamma_{2} - \frac{DM_{2}}{f^{2}},$$

$$A_{3} = (\vec{n}_{3} \cdot \vec{r}) = c(t_{3} - \tilde{t}_{3}) + \frac{1}{2R_{3}} [\vec{n}_{3} \times \vec{r}]^{2} - \gamma_{3} - \frac{DM_{3}}{f^{2}},$$

$$A_{4} = (\vec{n}_{4} \cdot \vec{r}) = c(t_{4} - \tilde{t}_{4}) + \frac{1}{2R_{4}} [\vec{n}_{4} \times \vec{r}]^{2} - \gamma_{4} - \frac{DM_{4}}{f^{2}}.$$
(52)

Поскольку топоцентрические МПИ, регистрируемые на КА, измеряются по бортовой шкале, которая имеет ход $\Delta \tau,$ уравнение (51) можно переписать в виде

$$\hat{\vec{r}} = \vec{r} + \delta \vec{r} = \frac{(A_1 + \delta A)[\vec{n}_2 \times \vec{n}_3] + (A_2 + \delta A)[\vec{n}_1 \times \vec{n}_3] + (A_3 + \delta A)[\vec{n}_1 \times n_2]}{(\vec{n}_1 \cdot [\vec{n}_2 \times \vec{n}_3])}, \quad \delta A = c\Delta \tau.$$
(53)

Вычитая из уравнения (53) уравнение (51) и вынося δ*A* как общий множитель, получим

$$\delta \vec{r} = \delta A \frac{[\vec{n}_2 \times \vec{n}_3] + [\vec{n}_1 \times \vec{n}_3] + [\vec{n}_1 \times n_2]}{(\vec{n}_1 \cdot [\vec{n}_2 \times \vec{n}_3])}, \qquad (54)$$
$$\delta A = c \Delta \tau.$$

Для вычисления $\delta \vec{r} = \hat{\vec{r}} - \vec{r}$ нужно знать вектор \vec{r} , не искаженный влиянием ухода бортовой шкалы. Он вычисляется из системы разностных уравнений (52). Решение разностной системы записывается в следующем виде:

$$\vec{r} = \frac{(A_1 - A_2)[\vec{k}_2 \times \vec{k}_3] + (A_2 - A_3)[\vec{k}_1 \times \vec{k}_3] + (A_3 - A_4)[\vec{k}_1 \times \vec{k}_2]}{(\vec{k}_1 \cdot [\vec{k}_2 \times \vec{k}_3])},$$
(55)



Рис. 17. Расположение навигационных пульсаров в эклиптической системе координат.



Рис. 18. Остаточные уклонения барицентрических моментов прихода импульсов.



Рис. 19. Ход бортовой шкалы КА.

где $\vec{k}_i = \vec{n}_i - \vec{n}_{i+1}, (i = 1, 2, 3).$

В уравнения (51), (53)–(55) в знаменатель входит псевдоскаляр – смешанное произведение векторов. Очевидно, что знаменатель должен как можно сильнее отличаться от нуля, иначе мы получим ухудшение точности вычисления координат КА. Это достигается таким выбором пульсаров, чтобы они по возможности были близки к ортогональной тройке векторов. Для используемых пульсаров величина $(\vec{n}_1 \cdot [\vec{n}_2 \times \vec{n}_3]) = 0.284$ и $(\vec{k}_1 \cdot [\vec{k}_2 \times \vec{k}_3]) = 0.316$. В ГНСС величина, обратная смешанному произведению, имеет сокращение DOP (Dilution of Precision, фактор снижения точ-

РОДИН и др.



Рис. 20. Невязки координат КА, вызванные влиянием хода бортового стандарта.



Рис. 21. Смещение орбиты в координатах (x, y), вызванное неучетом хода бортового стандарта. Отклонения от прямой линии вызваны влиянием собственных шумов пульсаров.

ности) и всегда приводится для используемой конфигурации спутников.

Векторное уравнение (54) представляет собой систему трех уравнений, записанных для каждой из координат. Поправка бортовой шкалы Δτ на-

ходится путем вычисления среднего из найденных трех значений.

В качестве иллюстрации применения изложенного выше метода рассмотрим перелетную орбиту к Марсу. За основу возьмем гомановский

500



Рис. 22. Ход бортовой шкалы времени КА, восстановленный по уравнению (52) (сплошная линия). Модельный ход шкалы показан пунктиром.



Рис. 23. Невязки (Δx , Δy) между радиус-вектором KA, вычисленным по формуле (53) с учетом хода бортовой шкалы, и теоретическим радиус-вектором KA, заданным кеплеровскими элементами.

эллипс (рис. 16) с уже приведенными ранее кеплеровскими параметрами:

$$\omega = 90^{\circ}, \quad \Omega = 76^{\circ}, \quad T_{\Pi} = 51975.$$

В качестве навигационных пульсаров возьмем следующие: J0835-4510, J0437-4715, J1939+2134,

a = 1.19 a.e., e = 0.16, $i = 1.7^{\circ}$,

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 6 2020





Рис. 24. Ход бортовой шкалы, восстановленный по одному измерению (серая линия) и 15 измерениям (синяя линия).

J2145—0750. Их взаимное расположение в эклиптической системе координат показано на рис. 17. Проекция на эклиптику показана тонкими линиями.

Остаточные уклонения барицентрических МПИ показаны на рис. 18. Взяты модельные значения, которые представляют собой суперпозицию фазового шума случайных блужданий и белого шума. Ход бортовой шкалы был сгенерирован как шум случайных блужданий в частоте (рис. 19).

Вычисляя орбиту КА по уравнениям (51) и (53), получим вектор невязок по координатам x, y, z (рис. 20). На рис. 21 показан вектор $\delta \vec{r} = \hat{\vec{r}} - \vec{r}$ в координатах (x, y). Из этого рисунка хорошо видно, что если не учитывать ход бортовой шкалы $\Delta \tau$, то это приведет к смещению координат определяемой орбиты прямо пропорциональному величине $\Delta \tau$. На рис. 22 показан вычисленный по уравнению (52)

ход бортовой шкалы (сплошная линия). Модельный ход шкалы показан пунктирной линией. Точность восстановления хода бортовой шкалы напрямую зависит от шумов вращения пульсаров.

На рис. 23 приведены невязки (Δx , Δy) между радиус-вектором КА, вычисленным по формуле (53) с учетом поправок бортовой шкалы, и теоретическим радиус-вектором, заданным кеплеровскими элементами.

Среднеквадратичные отклонения σ_x , σ_y , σ_z невязок (Δx , Δy , Δz) зависят от ориентации пульсарных единичных векторов относительно координатных осей и знаменателя ($\vec{n}_1 \cdot [\vec{n}_2 \times \vec{n}_3]$). Для их вычисления можно использовать следующее векторное уравнение:

$$(\sigma_x \sigma_y, \sigma_z) = \frac{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} [\vec{n}_2 \times \vec{n}_3] + \sqrt{\sigma_2^2 + \sigma_3^2} [\vec{n}_1 \times \vec{n}_3] + \sqrt{\sigma_3^2 + \sigma_4^2} [\vec{n}_1 \times \vec{n}_2]}{(\vec{n}_1 \cdot [\vec{n}_2 \times \vec{n}_3])}.$$
(56)

Для быстрой оценки точности определения радиусвектора σ_{xyz} при единичном измерении можно использовать соотношение $\sigma_{xyz} = \sigma_{CKO}/(\vec{n}_1 \cdot [\vec{n}_2 \times \vec{n}_3])$, где σ_{CKO} – среднее СКО барицентрических МПИ пульсаров.

Улучшить точность измерений местоположения КА можно не только за счет увеличения количества измерений МПИ, но и за счет комбинирования разных четверок пульсаров. В самом деле, даже если использовать набор шести самых стабильных миллисекундных пульсаров из табл. 4, то количество комбинаций (и решений) определяет-

ся известной формулой $N_{\text{комб}} = \binom{k}{l} = \frac{k!}{l!(k-l)!} = 15$, что резко улучшает конечную точность определения координат КА. В качестве примера на рис. 24 приведен график хода бортовой шкалы

времени, восстановленный по одному и пятнадцати измерениям.

Использование в качестве весов для усредненно-

го решения геометрического фактора $(\vec{n}_1 \cdot [\vec{n}_2 \times \vec{n}_3])^2$ не приводит к улучшению точности определения местоположения и поправок шкалы КА.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитие новых наблюдательных и космических технологий открывает новые перспективы в решении фундаментальных задач астрономии и исследования космического пространства. В настоящее время единственным средством для высокоточного измерения собственного времени и положения КА в глубоком космосе является использование уникальных возможностей, предоставляемых наблюдениями высокостабильных реперных пульсаров [25, 26].

В части разработки предложений по созданию бортовых средств для наблюдений пульсаров были проведены исследования по бортовой антенне КА и аппаратуре регистрации для наблюдений пульсаров.

Рассмотрены три возможных варианта бортовой антенны КА для наблюдений пульсаров: фазированная антенная решетка, сферическая зеркальная антенна и параболическая зеркальная антенна. Проанализированы различные типы излучателей для ФАР, проведены расчеты технических параметров рассматриваемых вариантов антенн. Считаем, что оптимальным вариантом бортовой антенны является параболическая зеркальная антенна, обеспечивающая рабочий диапазон частот 300-500 МГц, температуру шума антенны ≈20 К, эффективную площадь антенны ≈50-60 м² при диаметре раскрыва 9-10 м. Предложено использовать для создания антенн трансформируемые ферменные конструкции, обеспечивающие высокий коэффициент трансформации из транспортного положения в рабочее.

Разработан вариант приемника с цифровой обработкой сигналов, обеспечивающего синхронное с периодом пульсара накопление сигнала и компенсацию дисперсионного запаздывания импульса в широкой полосе частот. Предложенный вариант приемника с полосой регистрируемых частот 105 МГц испытан на радиотелескопе БСА ФИАН. Система программно-фазового запуска регистрации и синтеза периода пульсара обеспечивает длительное накопление сигнала и определение момента регистрации с дискретностью ±10 нс в локальной шкале времени. Разработанные программно-математические методы для фазовых наблюдений пульсаров показали сохранение наблюдаемой фазы импульса пульсара на интервале в несколько суток в реальных наблюдениях пульсаров.

С учетом предложенных бортовых средств КА был уточнен список реперных пульсаров для навигации. Разработаны сценарии для наблюдений реперных пульсаров в различных условиях. Максимально достижимая точность определения координат и скорости КА обеспечивается пульсарами из табл. 4. Минимальная погрешность определения координат в этом случае равна 3.8 км.

Для практического применения разработан алгоритм определения положения КА и поправок к бортовой шкале времени. Приведена пошаговая последовательность действий для редукции МПИ к барицентру Солнечной системы и последующего определения координат КА и поправки к бортовой шкале времени. Для проверки разработанного алгоритма были проведены модельные расчеты для пульсаров из табл. 4 для определения поправок к бортовой шкале времени. Результаты моделирования показывают значения, близко совпадающие с теоретическими оценками предельных погрешностей определения координат КА.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Н. М. Иванова, Л. Н. Лысенко, Баллистика и навигация космических аппаратов* (М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2016).
- 2. D. Vallado, Fundamentals of Astrodynamics and Applications (Springer, 2007).
- 3. В. Е. Жаров, Сферическая астрономия (Фрязино, 2006).
- 4. A. E. Rodin, Y. P. Ilyasov, M. Sekido, and M. Imae, "Space navigation with pulsars". Japan patent 3780345, 17 March 2006.
- M. V. Sazhin, V. E. Zharov, V. K. Milyukov, M. S. Pshirkov, V. N. Sementsov, and O. S. Sazhina. "Space Navigation by X-Ray Pulsars", Moscow University Physics Bulletin 73, 141 (2018).
- S. I. Sheikh, D. J. Pines, P. S. Ray, K. S. Wood, M. N. Lovellette, and M. T. Wolff, J. Guidance, Control, and Dynamics 29, 49 (2006).
- 7. A. A. Emadzadeh and J. L. Speyer Navigation in Space by X-Ray Pulsars (Springer, 2011).
- 8. W. Becker, M.G. Bernhardt, and A. Jessner, Acta Futura 7, 11 (2013).
- 9. *W. Becker*, in Neutron Stars and Pulsars, Astrophysics and Space Science Library, ed. by W. Becker, **357**, 91 (Springer, Berlin, Germany, 2009).
- В. И. Гусевский, Зарубежная радиоэлектроника, Успехи современной радиоэлектроники 3, 50 (2001).
- 11. В. И. Гусевский, Э. А. Лидский, С. В. Рыжков, Изв. вузов, "Радиоэлектроника" **2**, 37 (1991).
- В. В. Орешко и др., "Разработка научно-методического обеспечения навигационного обеспечения космических миссий по пульсарам", ПРАО АКЦ ФИАН, Пущино, (2017).
- А. Б. Сергиенко Цифровая обработка сигналов (СПб: "Питер", 2006).

- С. В. Логвиненко, В. В. Орешко, Труды Всероссийской радиоастрономической конференции ВАК-2007, Казань, КГУ, 484 (2007).
- 15. А. Е. Родин, Труды ИПА РАН 27, 287 (2013).
- 16. Д. Е. Охоцимский, С. Ю. Сихарулидзе Основы механики космического полета (Москва: Наука, 1990).
- 17. Г. А. Гурзадян Теория межпланетных перелетов (Москва: Наука, 1992).
- 18. Г. Н. Дубошин Небесная механика. Основные задачи и методы (Москва: Наука, 1968).
- 19. Ю. Г. Сосулин Теоретические основы радиолокации и радионавигации (Москва: Радио и связь, 1992).
- 20. Ю. П. Илясов, А. Д. Кузьмин, Т. В. Шабанова, Ю. П. Шитов, Труды ФИАН **199**, М.: ФИАН, 1989, с. 154.

- 21. X. P. You, G. Hobbs, W. A. Coles, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **378**, 493 (2007).
- 22. C. G. T. Haslam, C. J. Salter, H. Stoffel, and W. E. Wilson, Astron. and Astrophys. Supp. Ser. 47, 1 (1982).
- 23. J. Y. Donner, J. P. W. Verbiest, C. Tiburzi, et al., Astron. and Astrophys. 624, A22 (2019).
- 24. A. Murray Vectorial astrometry (Bristol: Hilger, 1983).
- 25. *A. E. Rodin and V. A. Fedorova*, Astronomy Reports **62**, 378 (2018).
- V. E. Zharov, V. V. Oreshko, V. A. Potapov, M. S. Pshirkov, A. E. Rodin, and M. V. Sazhin, Astronomy Reports 63, 112 (2019).

УДК 523.9-466

ОБНАРУЖЕНИЕ ПЯТИ НОВЫХ ПУЛЬСАРОВ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ БСА ФИАН

© 2020 г. С. А. Тюльбашев^{1,} *, М. А. Китаева¹, В. С. Тюльбашев¹, В. М. Малофеев¹, Г. Э. Тюльбашева²

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Пущинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пущино, Россия

² Институт математических проблем биологии РАН, филиал ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Пущино, Россия

**E-mail: serg@prao.ru* Поступила в редакцию 19.12.2019 г. После доработки 24.01.2020 г. Принята к публикации 24.01.2020 г.

Проведен поиск пульсаров в мониторинговых наблюдениях длительностью 5 лет на радиотелескопе БСА ФИАН в 96 пространственных лучах, покрывающих ежедневно 17000 кв. град. Обнаружено 5 новых пульсаров. Кандидаты в пульсары отбирались в суммарных спектрах мощности. Использование шумового генератора позволило перенормировать данные и провести корректное сложение спектров мощности для отдельных направлений на небе. При этом чувствительность увеличилась в 10–20 раз по сравнению с отдельными сеансами наблюдений. Для пульсаров с длительностью импульса больше 100 мс на склонениях $+30^{\circ} < \delta < +40^{\circ}$ она равна 1.2 и 0.4 мЯн в плоскости и вне плоскости Галактики соответственно.

DOI: 10.31857/S0004629920060079

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие наблюдается всплеск работ по поиску пульсаров благодаря появлению широкополосных регистраторов, повышению скорости обработки данных, улучшению алгоритмов поиска пульсаров с последующей переобработкой архивных записей, разработке новых методов поиска и вступлению в строй новых радиотелескопов. Ранее поиски пульсаров проводились неоднократно на всей небесной сфере. Проводить новые поиски имеет смысл только на радиотелескопах, имеющих высокую флуктуационную чувствительность. Именно поэтому такие программы идут на 300-метровом телескопе Аресибо [1], 100-метровых телескопах в Эффельсберге и Грин-Бенке [2, 3], 64-метровом телескопе в Парксе [4], а также на системах апертурного синтеза LOFAR [5, 6], GMRT [7, 8]. Поиск пульсаров также заявлен одной из основных целей 500-метрового телескопа FAST [9].

В 2013 г. в Пущинской радиоастрономической обсерватории (ПРАО) на Большой синфазной антенне Физического института РАН (БСА ФИАН) после ее полной реконструкции были начаты круглосуточные мониторинговые наблюдения на частоте 111 МГц в рамках программы "Космическая погода" [10]. Несмотря на то, что первоначальные наблюдения проводились всего лишь в 6 частотных полосах и при временно́м разрешении 100 мс, данные мониторинга могут использоваться и для поиска секундных пульсаров. При прямом поиске пульсаров с перебором периодов и мер дисперсии в ходе 24-дневного мониторинга на склонениях $+21^{\circ} < \delta < +42^{\circ}$ в индивидуальных записях было найдено 7 новых пульсаров [11]. При поиске пульсаров в 4-летних данных мониторинга на склонениях $-9^{\circ} < \delta < +42^{\circ}$ с использованием суммарных спектров мощностей было обнаружено 18 новых пульсаров [12]. Настоящая работа является заключительной по поиску пульсаров в мониторинговых данных на основе 6-канальных частотных данных.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

Подробно о возможностях модернизированной антенны БСА, режимах наблюдений, цифровых регистраторах и программе обработки изложено в работах [10–12]. Здесь мы приведем лишь краткое описание.

Наблюдения проводились на меридианном радиотелескопе БСА ФИАН. Он является антенной решеткой, построенной на полуволновых диполях и имеет эффективную площадь примерно 45000 кв. м в направлении на зенит. Зенит соответствует склонению 55°. Центральная частота в

полосе приема равна 110.25 МГц, общая полоса приема 2.5 МГц. Размер диаграммы направленности антенны (луча) равен примерно $0.5^{\circ} \times 1^{\circ}$, что позволяет следить за каждым источником на небе 3-4 мин в день. На настоящий момент времени мониторинговая часть радиотелескопа реализована в режиме 96 лучей, перекрывающих небо на склонениях $-9^{\circ} < \delta < +42^{\circ}$. Ежедневно на небе просматривается плошалка примерно в 17000 кв. град. Непрерывные наблюдения в режиме 6 частотных каналов начались в 2013 г., но есть также отдельные длительные периоды круглосуточных наблюдений в 2012 г. С августа 2014 г. наблюдения проводятся параллельно в режиме 32 частотных каналов при временном разрешении 12.5 мс.

Мониторинговые наблюдения проводятся сессиями длительностью 1 час. Начало каждой сессии синхронизуется атомным стандартом частоты, а внутри часового блока время отсчитывается кварцевым генератором. Погрешности времени могут достигать ± 100 мс на часовом интервале. Вследствие вероятных больших погрешностей по определению времени прихода импульсов, а также низкой точности определения периода в одном сеансе наблюдений ($\pm 0.0005^{s}$), процедура тайминга по мониторинговым данным пока не реализована.

Обнаруженные в 6-канальных данных кандидаты в пульсары проверяются по 32-канальным наблюдениям. После этого пульсары наблюдаются с использованием специального пульсарного приемника, имеющего высокое временное и частотное разрешение, что позволяет надежно подтвердить существование пульсара и уточнить его характеристики, что будет осуществлено в последующих работах.

При прямом поиске пульсаров в отдельных сессиях наблюдений нормировка не нужна, и она не проводилась [11]. При поиске в суммарных спектрах мощности выполнялась самокалибровка по шумовой дорожке в каждом частотном канале и в каждом сеансе наблюдений [12]. Процедура нормировки проводилась следующим образом: в каждом частотном канале на интервале времени 204.8 с (2048 точек) удалялись помехи, вычиталась базовая линия и вычислялась дисперсия шумов; значение амплитуды сигнала в каждой точке делилось на дисперсию, в результате конечная дисперсия по массиву оказывалась равной единице: спектры мошности вычислялись по каждому частотному каналу независимо, и затем суммировались; для данного направления на небе эта процедура проводилась для каждого дня наблюдений. Ожидалось, что если в какие-то дни была сложная помеховая обстановка, или чувствительность телескопа падала по каким-то другим причинам, процедура нормировки подавит



Рис. 1. Калибровочный сигнал (OFF-ON-OFF) и индивидуальные импульсы от известного пульсара B1919+21 (PSR J1921+2153, P = 1.337 с, DM = 12.4 пс/см³), записанные в одном из шести частотных каналов. Ширина канала 430 кГц.

шумы, связанные с помехами, и при суммировании спектров мощности за все дни наблюдений общее ухудшение в суммарном спектре мощности будет незначительным.

Как показал дальнейший анализ результатов, полученных по ранним наблюдениям, даже после исключения заведомо плохих данных остаются дни, имеющие низкое качество данных. Следовательно, суммируя все оставшиеся спектры мощности за наблюдаемый период, мы заведомо ухудшаем конечное отношение сигнала к шуму в суммарном спектре мощности по сравнению со спектром, где данные с плохим качеством были бы исключены. В настоящей работе была апробирована другая система калибровки данных с использованием сигнала от шумового генератора. Калибровочный сигнал записывается в виде OFF-ON-OFF, где каждая часть занимает по времени 5 с (см. рис. 1). Температура сигнала ON равна 2400 K, температура сигнала OFF – примерно 300 К (подробнее см. в работе [10]).

После калибровки данных для каждого направления на небе можно выстроить дисперсии сигналов в порядке их увеличения. Максимальные дисперсии будут соответствовать низкокачественным наблюдениям, а минимальные — наблюдениям с наилучшим качеством. Наблюдаемая площадка разбита примерно на 40000 направлений (пикселей). Для каждого пикселя после нормировки с использованием калибровочного сигнала ежедневно вычисляется дисперсия и к настоящему времени получено примерно 10⁸ оценок диспер-



Рис. 2. Зависимость отношения сигнала к шуму S/N от времени. Верхняя кривая — теоретическое максимально возможное увеличение сигнала к шуму. Нижняя кривая — реальное поведение отношения S/N в суммарных спектрах мощности. Резкое падение отношения сигнала к шуму на нижней кривой связано с днями, имеющими самые большие дисперсии шумов.

сии шумов. По известным дисперсии шумов для каждого дня и минимальной дисперсии на всем интервале наблюдений можно оценить реальное отношение сигнала к шуму (S/N). Если в предыдущей работе [12] предполагалось, что конечное увеличение S/N после отбрасывания дней с низким качеством наблюдений равно корню квадратному из количества оставшихся дней, то сейчас появилась возможность экспериментально проверить это предположение, учитывая реальные оценки дисперсии шумов. На рис. 2 приведена типичная картинка, показывающая ожидаемое и реальное увеличение отношения S/N за время наблюдений для одного из направлений на небе.

Как видно по нижней кривой, отношение S/N сначала располагается близко к теоретической кривой, а затем все дальше и дальше отклоняется от нее. За пять лет наблюдений для разных направлений фиксируется от 30 до 60 дней с очень низким качеством шумовой дорожки. При выстраивании дисперсий шумов по ранжиру эти дни попадают в конец ряда и поэтому при суммировании всех спектров мощности наблюдается не

рост, а резкое падение отношения S/N. На рис. 2 нанесена вертикальная линия со стрелкой. Она показывает границу количества дней, использованных для получения суммарного спектра мощности в проверяемом пикселе. Это ограничение выбиралось из соображений, что при дальнейшем суммировании отношение *S*/*N* практически не растет. Видно, что на рис. 2 суммарный спектр мощности строился для 1300 дней и вместо ожидаемого роста S/N в 36 раз получена величина 28.7 раза. Тестирование разных направлений показало, что рост S/N лежит, в основном, в интервале от 20 до 30 раз. Так как наблюдения проводились с временем считывания 100 мс, а средняя полуширина импульса типичного секундного пульсара равна 20–30 мс, то конечное S/N будет дополнительно в 1.5-2 раза меньше, или в 10-20 раз больше по сравнению с теоретическим S/N при однократном наблюдении.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В предыдущей работе по поиску пульсаров в суммарных спектрах мощности на радиотелеско-

пе БСА ФИАН [12] для дополнительного подтверждения существования нового пульсара использовался ряд критериев. Этими критериями были:

а) повторяемость сигнала по звездному времени;

б) наличие в спектре мощности хотя бы двух гармоник;

в) наличие выраженного максимума на зависимости сигнал/шум в среднем профиле от меры дисперсии;

г) существование хотя бы одной записи, полученной для 32-канального частотного режима и подтверждающей существование пульсара с наблюдаемым в среднем профиле отношением S/N больше 6;

д) на записи с двойным периодом средние профили должны иметь примерно одну и ту же высоту.

Для 21 пульсара из 26 обнаруженных ранее [11–13] проведены регулярные наблюдения, начиная с июля 2017 г., на пульсарной установке с высоким частотно-временным разрешением $(4.88 \ \kappa \Gamma \mu \times 460 \ \kappa a ha nob u временное разрешение$ 2.46 или 5.12 мс). Подтверждено радиоизлучение от 18 источников и для них ведутся наблюдения с целью уточнения координат и периода. Для трех, по-видимому, более слабых пульсаров, продолжается анализ. Оставшиеся 5 пульсаров были предварительно определены как самые слабые объекты из 18 пульсаров, найденных ранее в суммарных спектрах мощности [12]. В настоящее время планируется проведение для них поисковых наблюдений на пульсарном регистраторе.

В ходе новой обработки наблюдений первичный поиск гармоник в спектре мощности проводился с помощью программы BSA-Analytics¹, но затем все 40000 направлений на небе просматривались визуально. После отсеивания известных пульсаров, которые проверялись по каталогу $ATNF^{2}$, были отобраны 87 кандидатов, не анализировавшихся в ранних работах. Проверка отобранных кандидатов показала, что существенная часть из них — это известные пульсары, наблюдаемые, в том числе, в боковых лепестках лиаграммы направленности БСА ФИАН. Они не обнаруживались нами ранее и не были поставлены в список известных пульсаров, наблюдаемых в ходе мониторинга. Таких пульсаров оказалось 23. 8 кандидатов — это периодические помехи разной природы. По оставшимся 56 кандидатам был проведен поиск в первичных данных, после которого были отобраны 5 наиболее сильных источников, имеющих в суммарных спектрах мощности не менее 2 гармоник (периоды больше 0.4 с).

Проверка кандидатов была такой же, как и в предыдущих работах. Из всех спектров мощности, соответствующих направлению на источник, выбирались спектры, гармоники которых были на тех же частотах, что и гармоники в суммарном спектре мощности, а затем проводился поиск с перебором периодов и мер дисперсии. В качестве входных параметров задавались дата наблюдений, звездное время середины проверяемого промежутка и ожидаемый период. Программа ищет пульсар на интервале ±3 минуты от заданного времени с шагом 20 с, что позволяет в случае обнаружения пульсара уточнить его координату по прямому восхождению. Таким образом, общая длина промежутка времени, на котором проводится поиск в первичных данных, составляет 6 мин. На каждом шаге делается перебор периодов в пределах ±10% от заданного периода. На каждом интервале перебираются меры дисперсии в промежутке 0-200 пс/см³ и фиксируются средние профили, полученные на двойных периодах с S/N больше 5. Результаты обработки каждого выбранного дня сохраняются. Это позволяет впоследствии загружать в программу несколько обработанных дней и проводить как суммирование средних профилей, так и суммирование зависимости *S*/*N* от проверяемой меры дисперсии.

Для всех найденных пульсаров отношение длительности импульса к периоду примерно одинаковое, поэтому все полученные средние профили внешне очень похожи. Мы не приводим их в данной работе, но разместили на сайте обсерватории³ вместе со средними профилями ранее открытых пульсаров.

Результаты проверки 5 кандидатов, у которых удалось построить средние профили и оценить меры дисперсии по 32-канальным данным, приведены в табл. 1. В первом столбце таблицы дано имя пульсара в соглашении J2000, во втором и третьем столбцах – координаты пульсара по прямому восхождению и склонению на 2000 год. Типичная точность определения координат по прямому восхождению $\pm 30^{\circ}$, а по склонению $\pm 15'$. В четвертом столбце – период пульсара, определенный с точностью ±0.0005 с, в пятом – его мера дисперсии, в шестом – видимая полуширина среднего профиля. Полуширина среднего профиля может иметь большие погрешности, так как не проводилось учета возможного уширения импульса за меру дисперсии в полосе одного частотного канала. Реальная ширина среднего профиля может быть меньше приводимой оценки.

Для 51 кандидата не удалось найти отдельные дни, по которым в 32-канальных данных можно было бы сделать проверку кандидата. Пример наиболее сильного из таких кандидатов приведен

¹ https://github.com/vtyulb/BSA-analytics

² http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/

³ https://bsa-analytics.prao.ru/pulsars/new.php

Название	α ₂₀₀₀		δ_{2000}			Р, с	<i>DM</i> , пс/см ³	<i>W</i> _{0.5} , мс	
J0305+1127	03 ^h	05 ^m	50 ^s	11°	27'	00″	0.8636	26.5 ± 1.5	16
J0350+2341	03	50	03	23	41	00	2.4212	61 ± 1.5	21
J1740+2728	17	40	17	27	28	00	1.0582	35 ± 2	21
J1958+2213	19	58	34	22	13	00	1.0502	85 ± 3	21
J2210+2117	22	10	15	21	17	00	1.7769	45 ± 2	25

Таблица 1. Характеристики новых пульсаров

на рис. 3. У источника J1921+3357 видны 3 гармоники, он наблюдается в двух соседних лучах антенны. Период, соответствующий обратной частоте первой гармоники, P = 1.441 с. В ATNF не удалось найти ни одного пульсара для отождествления с этим кандидатом. Таким образом, источник J1921+3357 с очень высокой вероятностью является пульсаром, но определить его меру дисперсии не удается. Другим примером кандидатов пульсары являются объекты Ј1743+1300 в $(P_0 = 1.061 \text{ c}, DM = 74 \pm 20 \text{ пс/см}^3)$ и J2022+2122 $(P_0 = 0.803 \text{ c}, DM = 50 \pm 20 \text{ пс/см}^3)$. На зависимости S/N от DM соотношение S/N < 4 в максимуме зависимости, поэтому объекты не были включены в табл. 1. Уже при оформлении данной работы выяснилось, что эти объекты детектированы как пульсары в работе [6]. Их характеристики оказались близкими к полученным нами: у J1745+12 $P_0 = 1.0599$ c, DM = 66.32 nc/cm³, y J2022+21 $P_0 = 0.8035$ c, DM = 73.52 nc/cm³.

Помимо новых пульсаров, в суммарных спектрах мощности наблюдается больше 100 известных пульсаров, имеющих периоды P > 0.4 с, опубликованных в ATNF и в наших ранних работах. Список обнаруженных известных пульсаров постоянно пополняется. Эти пульсары не являются предметом настоящей работы. Их средние профили и некоторая дополнительная информация размещены на сайте обсерватории⁴.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как отмечено в предыдущем параграфе, в суммарных спектрах мощности наблюдаются объекты, которые не удается подтвердить как новые пульсары. Часть из них может оказаться помехами или далекими боковыми лепестками известных пульсаров. Однако среди них должны быть и новые пульсары. Пример такого пульсара представлен на рис. 3 настоящей работы. Кандидаты в пульсары, как и найденные пульсары, наблюдаются в одном или в двух соседних лучах, но чувствительности радиотелескопа БСА ФИАН оказалось недостаточно, чтобы в зависимости *S/N* от DM появился выраженный максимум в одном сеансе наблюдений. В предыдущей работе уже оценивались предельно слабые плотности потока пульсаров, наблюдаемых в спектрах мощности. Эти оценки были 0.2 мЯн вне плоскости Галактики и 0.6 мЯн в плоскости Галактики на частоте 111 МГц [12]. С учетом построенных кривых реального роста отношения S/N в накопленных спектрах эти оценки могут быть скорректированы до 0.3 мЯн вне плоскости Галактики и до 0.9 мЯн в плоскости Галактики на интервале наблюдений 4 года. Напомним, что в работе [12] оценки чувствительности приведены к направлению на зенит, т.е. это оценки максимально возможной чувствительности. Там же было сказано, что разница между максимальной и минимальной чувствительностью может достигать одного порядка величины в силу особенностей антенны БСА ФИАН, являющейся дифракционной решеткой. В наших наблюдениях максимальное склонение было +42°, тогда как направление на зенит соответствует склонению +55°. Источники, как правило, имеют координаты, попадающие на направления между лучами диаграммы направленности, что снижает чувствительность поиска. Можно сделать грубую оценку практической чувствительности с учетом расположения лучей по склонениям. Она примерно равна 0.4 и 1.2 мЯн для склонений $+30^{\circ} < \delta < +40^{\circ}$ для направлений вне плоскости и в плоскости Галактики соответственно. Для низких склонений $+3^{\circ} > \delta > -9^{\circ}$, помимо поправки за косинус зенитного расстояния, чувствительность дополнительно ухудшается изза уменьшения эффективной полосы приема и составляет 1.2 и 3.6 мЯн соответстенно для направлений вне плоскости и в плоскости Галактики.

Можно сделать грубые оценки предельной чувствительности реконструированной антенны БСА ФИАН в одиночном сеансе по наблюдениям известных пульсаров, исходя из измеренной плотности потока пульсаров на 102 МГц [14] и наблюдаемого соотношения сигнала к шуму в среднем профиле. Эти оценки позволяют надеяться на обнаружение пульсаров с плотностью потока около 5 мЯн в одиночном сеансе наблюдений. Формальные оценки чувствительности, исходящие из эффективной площади и других извест-

⁴ https://bsa-analytics.prao.ru/pulsars/known.php?lang=eng



Рис. 3. Спектр мощности источника J1921+3357. В спектре удалены гармоники, кратные одной секунде, и гармоники, связанные с внутренними помехами.

ных величин, дают предельную чувствительность наблюдений в одиночном ceance 4.4 мЯн для источников вне плоскости Галактики в направлениях, близких к зениту [11].

Для подтверждения новых пульсаров с плотностью потока меньше 5 мЯн необходимо предпринимать дополнительные усилия. Например, наблюдения на телескопах, имеющих более высокую чувствительность, чем БСА ФИАН. По-видимому, наиболее выгодны такие наблюдения на ядре LOFAR, так как меньшая эффективная площадь этой антенны компенсируется широкими полосами приема и возможностью сопровождения. При этом центральная частота приема, равная 140 МГц, близка к нашей центральной частоте наблюдений. Согласно работе [6] чувствительность радиотелескопа LOFAR в двухчасовом сеансе наблюдений для секундных пульсаров, имеющих меры дисперсии меньше 100 пс/см³, достигает 1.2 мЯн, что выше нашей наилучшей чувствительности в одиночном сеансе наблюдений в 4 раза. Еще более выгодны наблюдения на радиотелескопе FAST в силу его чрезвычайно высокой чувствительности, достигаемой на малых интервалах времени наблюдения. Возможным выходом также являются наблюдения в течение длительных интервалов времени на нашей антенне. Так как пульсары – это переменные объекты, всегда есть вероятность, что при средней плотности потока меньше 5 мЯн они могут иметь в одиночных сеансах более высокую плотность потока.

Помимо спектров мощности, в которых видно 2 и более гармоники, в суммарных спектрах наблюдаются также сотни одиночных гармоник. Часть этих гармоник повторяется во многих лучах и связана, по-видимому, с индустриальными и внутренними помехами. Однако часть гармоник наблюдается лишь в отдельных лучах и периоды, соответствующие этим гармоникам, не повторяются.

Рассмотрим возможную природу этих гармоник. Во-первых, в спектрах мощности пульсаров, как правило, первая гармоника имеет максимальную высоту, а затем высота гармоник уменьшается. Следовательно, если первая наблюдаемая гармоника имеет небольшую высоту, то следующая гармоника тонет в шуме. Такого рода пульсары – это слабые объекты для наблюдений на БСА ФИАН, и необходимо улучшать методику обработки данных для таких пульсаров. Во-вторых, одиночную гармонику дадут чистые синусоидальные сигналы, которые могут быть присущи промышленным помехам. Такую же одиночную гармонику дадут пульсары типа соосных ротаторов или пульсары, у которых из-за большой меры дисперсии происходит размытие сигнала, и импульсы занимают весь или большую часть периода. Средние профили таких пульсаров смотрятся неубедительно. У таких пульсаров тяжело определить отношение S/N в среднем профиле и велики ошибки определения меры дисперсии (см., напр., пульсар J1844+4117 в работе [12]).



Рис. 4. Спектры мощности пульсара J1922+2110 по 32-частотным (вверху) и 6-частотным (внизу) данным. В начале записей виден низкочастотный шум, который частично удален на рисунках. На спектрах мощности показано время считывания в сеансах наблюдений.

Частичное решение проблемы поиска пульсаров в спектрах с одной наблюдаемой гармоникой это переход к 32-канальным данным. На рис. 4 представлены два суммарных спектра мощности, полученных по данным, записанным в полной полосе 2.5 МГц в режиме 6- и 32-частотных канала для известного пульсара J1922+2110. Этот пульсар имеет меру дисперсии DM = 217 пк/см³ и период P = 1.0779 с. В спектре мощности по 6-канальным данным выделяется лишь первая гармоника. В 32-канальных данных видны 4 гармоники. На спектрах мощности, представленных на рисунке, удалены гармоники, не относящиеся к пульсару J1922+2110. Эффект увеличения числа наблюдаемых гармоник отражает, вероятно, сужение наблюдаемых импульсов из-за записи с существенно более высоким временным разрешением 12.5 мс вместо 100 мс.

Приведенный пример показывает, что необходимо дальнейшее развитие методики для обнаружения новых слабых пульсаров и извлечения их параметров.

Мы провели сравнение наших пульсаров с известными пульсарами из каталога ATNF. Для этого в каталоге ATNF были выбраны пульсары, попадающие по склонениям в площадку обзора (($-9^{\circ} < \delta < +42^{\circ}$), имеющие меры дисперсии DM < 100 пс/см³ и периоды вращения P > 0.4 с. Взятые ограничения связаны с возможностями нашего обзора. На рис. 5 приведены гистограммы распределения по периодам у ATNF пульсаров и у 30 обнаруженных нами пульсаров (см. [11, 12] и настоящую работу).

Количество обнаруженных нами пульсаров мало, но видно, что распределения отличаются. Бросается в глаза дефицит пульсаров с периодами меньше 0.9 с для нижней кривой и присутствие максимума в диапазоне 0.9–1.4 с. Впрочем, на верхней кривой тоже намечается небольшой избыток пульсаров в этом диапазоне. Возможно,



Рис. 5. Гистограмма распределения периодов ATNF пульсаров (не закрашенная часть гистограммы). Внутри нее расположена гистограмма распределения по периодам обнаруженных на 111 МГц пульсаров (закрашена черным цветом).

что дефицит пульсаров связан с более низкой частотой поиска (111 МГц), но, скорее всего, он отражает низкое временное разрешение нашего поиска, 100 мс.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен поиск пульсаров в 6-канальных частотных данных на интервале 5 лет. Обнаружено 5 новых пульсаров. Вместе с результатами работ [11–13] общее количество обнаруженных пульсаров выросло до 31. Проведен также поиск для 51 кандидата в пульсары, имеющих в суммарных спектрах мощности не менее двух гармоник. Для них не удалось обнаружить ни одного дня, по которому можно было бы надежно уточнить координаты, периоды и меры дисперсии этих кандидатов. Ожидается, что у кандидатов в пульсары плотность потока меньше 5 мЯн на 111 МГц. Подтверждена принадлежность к пульсарам двух объектов (J1745+12, J2022+21), обнаруженных на частоте 140 МГц [6].

Показано, что при поиске с использованием суммарных спектров мощности на интервале 5 лет отношение сигнала к шуму вырастает в 10–20 раз в зависимости от направления на небе.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны А.И. Чернышовой за анализ некоторых спектров мощности, Л.Б. Потаповой за помощь в оформлении рисунков и Т.В. Смирновой за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. J. S. Deneva, K. Stovall, M. A. McLaughlin, S. D. Bates, P. C. C. Freire, J. G. Martinez, F. Jenet, and M. Bagchi, 775, 51 (2013).
- 2. J. Boyles, R. S. Lynch, S. M. Ransom, J. H. Stairs, et al., **763**, 80 (2013).
- 3. E. D. Barr, D. J. Champion, M. Kramer, R. P. Eatough, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **435**, 2234 (2013).
- 4. *M. J. Keith, A. Jameson, W. van Straten, M. Bailes, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **409**, 619 (2010).
- 5. T. Coenen, J. van Leeuwen, J. W. T. Hessels, B. W. Stappers, et al., Astron. and Astrophys. 570, id. A60 (2014).
- 6. S. Sanidas, S. Cooper, C. G. Bassa, J. W. T. Hessels, et al., Astron. and Astrophys. 626, id. A104 (2019).
- B. C. Joshi, M. A. McLaughlin, M. Kramer, A. G. Lyne, D. R. Lorimer, D. A. Ludovici, M. Davies, and A. J. Faulkner, in 40 YEARS OF PULSARS: Millisecond Pulsars, Magnetars and More, Proc. of AIP Conf. 983, 616 (2008).
- 8. *B. Bhattacharyya*, in *Pulsar Astrophysics the Next Fifty Years*, Proc. IAU Symp. **337**, 17 (2018).
- 9. D. Li, P. Wang, L. Qian, M. Krco, et al., IEEE Microwave Magazine 19(3), 112 (2018).
- 10. V. I. Shishov, I. V. Chashei, V. V. Oreshko, S. V. Logvinenko, et al., Astron. Rep. **60**, 1067 (2016).
- 11. S. A. Tyul'bashev, V. S. Tyul'bashev, V. V. Oreshko, and S. V. Logvinenko, Astron. Rep. 60, 220 (2016).
- 12. S. A. Tyul'bashev, V. S. Tyul'bashev, M. A. Kitaeva, A. I. Chernyshova, et al., Astron. Rep. 61, 848 (2017).
- 13. S. A. Tyul'bashev, V. S. Tyul'bashev, and V. M. Malofeev, Astron. and Astrophys. **618**, id. A70 (2018).
- В. М. Малофеев, О. И. Малов, Н. В. Шеголева, Астрон. журн. 77(7), 499 (2000).
УДК 524.7

БЫСТРАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЛАЗАРА S5 0716+714 В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ

© 2020 г. В. С. Бычкова^{1,*}, <u>Н. С. Кардашев</u>¹, К. Л. Масленников², В. Л. Плохотниченко³, Г. М. Бескин^{3, 4}, С. В. Карпов^{3, 4, 5}

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Москва, Россия
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия
Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия
Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия
5 CEICO, Институт физики Чешской академии наук, Чешская Республика, Прага
*E-mail: bychkova@asc.rssi.ru
Поступила в редакцию 17.09.2019 г.

После доработки 20.12.2019 г. Принята к публикации 20.12.2019 г.

Представлены результаты поляриметрических наблюдений блазара S5 0716+714, проведенных на 6-метровом телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории РАН. Микропеременность поляризованного излучения блазара S5 0716+714 наблюдалась в полосе R с исходным временным разрешением в 3–5 сек. Экспозиции интегрировались на промежутках в 1 минуту при общей продолжительности наблюдений в несколько часов на протяжении двух ночей. Обнаружена микропеременность степени поляризации с амплитудой от 3 до 4% за время 7–11 мин и колебания в пределах 9–10% за время 25 мин. Зафиксирована частичная синхронность колебаний потока и степени поляризации блазара. Кратко описываются возможные интерпретации обнаруженной микропеременности.

DOI: 10.31857/S0004629920060018

1. ВВЕДЕНИЕ

Блазары (подклассы которых составляют объекты типа BL Lac и радиоквазары с плоским спектром) – одни из самых активных объектов во Вселенной, известные интенсивным излучением и ярко выраженной переменностью полного и поляризованного нетеплового излучения в разных диапазонах на характерных временах от часов до лет. Переменность в радио- и оптической полосах объясняют действием ударных волн, генерируемых в аккреционных дисках и распространяющихся в релятивистских джетах.

Быстрая микропеременность блазаров (от часов до суток) в оптическом диапазоне к настоящему моменту является установленным фактом [1–3]. Однако поляриметрическое поведение блазаров на коротких шкалах времени изучено недостаточно. В ряде работ подтверждается микропеременность оптической поляризации некоторых блазаров, но статистически значимой информации пока немного. Андрюшов и др. [4] представили результаты поисков микропеременности поляризованного излучения у восемнадцати объектов типа BL Lac. У некоторых из них зарегистрирована переменность поляризованного излучения с амплитудой 2-3% за время в пределах 30 мин. Обнаружены колебания поляризации блазара AO 0235+164 с амплитудой 2-3% [5], микропеременность S5 0716+714 с амплитудой 7% за 1.5 часа [6]. В работе [7] обнаружена микропеременность поляризованного излучения блазара S5 0716+714 в оптическом и ближнем ИК диапазоне за время порядка 15 мин с амплитудой 0.061 ± 0.005 звездной величины.

Мы наблюдали микропеременность поляризованного излучения блазара S5 0716+714 в оптическом диапазоне на временной шкале от минут до часов. Объект S5 0716+714 – один из наиболее ярких блазаров с высокой переменностью полного и поляризованного излучения в разных спектральных диапазонах и на разных характерных временных масштабах. Блазар (z = 0.3) [8, 9] причислен к подклассу лацертид из-за видимого отсутствия линий в спектре и высокой переменности излучения. Он неоднократно наблюдался в разных спектральных диапазонах: была зафиксирована переменность полного и поляризованного потока в радио- и оптическом диапазонах и полного потока излучения в гамма-диапазоне. Батта и др. [10] зафиксировали величину поляризован-

Дата	Время начала наблюдений	Источник	Продолжи- тельность (сек) Число кадров		Экспозиция (сек)
2013-12-22	19:28:12	GD319	500 100		5
2013-12-22	19:44:48	star5	750 150		5
2013-12-22	20:10:10	0716+714	2500 500		5
2013-12-22	20:55:01	star6	940.0 188		5
2013-12-22	21:13:02	star5	750 150		5
2013-12-22	21:29:42	0716+714	2505	501	5
2013-12-22	22:15:00	star5	755	151	5
2013-12-22	22:32:26	0716+714	2505	501	5
2013-12-22	23:17:54	star5	750	150	5
2013-12-22	23:35:19	GD319	755	151	5
2013-12-25	20:04:24	GD319	607	607	1
		GD319	607.0		
2013-12-25	20:48:52	star5	906	302	3
2013-12-25	21:07:46	0716+714	3003	1001	3
2013-12-25	22:01:04	star5	618.0	206	3
2013-12-25	22:16:39	0716+714	2307	769	3
2013-12-25	23:07:53	0716+714	3003	1001	3

Таблица 1. Журнал наблюдений

ного потока блазара S5 0716+714 в фильтре R с амплитудой (40–60)% \pm (2–10)% за период в пределах часа. Ларионов и др. [11] наблюдали вспышку блазара с 2005 по 2011 г. в полном и поляризованном потоке в оптическом диапазоне. Результаты показали интенсивную переменность как на длинных (месяцы-годы), так и на коротких (днинедели) шкалах времени. Импей и др. [12] провели поляриметрические наблюдения блазара S5 0716+714 с 1991 по 1994 г. и обнаружили флуктуации степени поляризации за период 10–15 мин. Однако на столь коротких временных интервалах, как в представленной работе, переменность степени и угла поляризации этого блазара зарегистрирована впервые.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И РЕДУКЦИЯ

Поляриметрические наблюдения S5 0716+714 проводились на 6-метровом телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории РАН. Наблюдения проводились с помощью многомодового панорамного фотополяриметра МРРР [13] (см. табл. 1). В качестве детектора использовалась камера Neo sCMOS компании Andor¹ с размером поля 16.6×14 мм, скоростью считывания 10 кадров/с и шумом считывания 1.4 Э при размере

Фотометрия блазара выполнена в соответствии со стандартной процедурой для ПЗС изображений. После вычитания супербайаса и деления на плоское поле параметры Стокса были вычислены по четырем потокам излучения $I_1 - I_4$, соответствующих углам поляризации 135°, 45°,

пикселя 6.5 микрон. Синхронное определение трех параметров Стокса (линейной поляризации) обеспечивалось двойной призмой Волластона, преобразующей входной параллельный пучок излучения в четыре изображения на фотокатоде детектора с четырьмя различными ориентациями главных плоскостей поляризации с углами 0°, 45° , 90° и 135° . По соотношению их интенсивностей вычислялась степень линейной поляризации [14, 15]. Прибор снабжен подсмотром поля на базе матрицы Sony TVCCD с полем $2' \times 3'$, набором дихроичных зеркал и стандартных UBVRфильтров. Наблюдения проводились в R полосе с диафрагмой 10"×10" сериями длительностью 40-50 мин, эффективные экспозиции при этом составляли 3-5 сек. Данные в виде последовательности кадров сохранялись в компьютере и обрабатывались с помощью разработанного в ESO пакета MIDAS. Для калибровки наблюдалась контрольная звезда поля, расположенная вне поля зрения кадра, и стандартный источник GD 319 со степенью поляризации 0.045% [16].

¹ https://andor.oxinst.com

90° и 0°. Поскольку изображения, соответствующие четырем углам поляризации, расположены близко друг к другу, при использовании стандартной программы MIDAS происходит их частичное наложение. Поэтому нами была написана программа для измерения потоков поляризованного излучения, которая позволяет измерять потоки от каждого изображения и фона около него без перекрытия с соседними областями. Из полученных потоков для каждого угла вычислялись относительные параметры Стокса

$$q = (I_4 - I_3)/(I_4 + I_3), \tag{1}$$

$$u = (I_2 - I_1)/(I_2 + I_1),$$
(2)

$$p = \sqrt{q^2 + u^2},\tag{3}$$

$$PA = 1/2 \tan^{-1}(u/q).$$
 (4)

Здесь $I_1 - I_4$ — поток излучения каждого изображения, q и u — относительные параметры Стокса, p — степень линейной поляризации, PA — угол поляризации. Для учета инструментальной поляризации использовались данные наблюдений контрольной звезды (star5), наблюдавшейся поочередно с объектом и расположенной вне поля зрения кадра, звездная величина которой составляет

 13.21 ± 0.2^m , а степень поляризации — 0.89 ± 0.07 [17].

Учет инструментальной поляризации проводился по формуле

$$q_{\text{real}} = (q_{\text{mes}} - (q_{\text{st5}})_{\text{mid}} / (1 - (q_{\text{mes}})_{\text{qmid}} \cdot (q_{\text{st5}})_{\text{mid}}), \quad (5)$$

$$u_{\text{real}} = (u_{\text{mes}} - (u_{\text{st5}})_{\text{mid}} / (1 - (u_{\text{mes}})_{\text{mid}} \cdot (u_{\text{st5}})_{\text{mid}}), \quad (6)$$

где q_{mes} , u_{mes} — измеренные параметры Стокса блазара S5 0716+714; $(q_{\text{st5}})_{\text{mid}}$, $(u_{\text{st5}})_{\text{mid}}$ — значения параметров Стокса контрольной звезды, усредненные за ночь. Значения параметров Стокса star5 мы приняли как аппаратную поляризацию. Для уменьшения разброса оригинальных изображений мы усреднили промежутки времени до одной минуты.

Оценка ошибок усредненных значений проводилась по формуле

$$S = \left[\sum (y_i - y_{\rm mid})^2 / n(n-1)\right]^{1/2},$$

где y_i — измеряемая величина, y_{mid} — средняя величина по выборке, n — число измерений. Значения потоков получены суммированием средних значений потоков изображений $I_1 - I_4$, нормированных на минимальные значения их потоков. Аналогично оценивалось среднее значение star5. Блеск квазара оценивался относительно блеска star5 [17].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рисунках представлены результаты наблюдений двух ночей.

На рис. 1-3 (22.12.2013) показаны: ход полного потока, степени поляризации блазара и контрольной звезды, позиционного угла блазара в зависимости от времени в фильтре R на интервалах времени 90 мин с перерывом в 10 мин для наблюдения контрольной звезды star5. Параметры поляризации переменны в течение двух наблюдательных ночей. На рис. 2 видна микропеременность степени поляризации с амплитудой 3-4%за время 7-11 мин, колебания в пределах 9-10%за время 25 мин. Видна частичная синхронность колебаний потока и степени поляризации блазара. Позиционный угол (рис. 3) колеблется и интервале между -70 и 20 градусами.

Аналогично на рисунках 4–6 (25.12.2013) показаны: ход полного потока, степени поляризации блазара и контрольной звезды, позиционного угла блазара в зависимости от времени в фильтре R на интервалах времени 90 мин. На рис. 5 видна микропеременность степени поляризации с аналогичной амплитудой 3–4% за время 7–11 мин и колебания в пределах 9–10% за время 25 мин.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Существуют модели, которые дают возможность объяснить быструю переменность излучения блазаров в течение короткого времени (в пределах часа). Эти модели не принимают в расчет быстрое вращение плазмы вблизи вращающейся черной дыры. "Эффект маяка" объясняет переменность в радио- и оптических полосах в геометрических терминах [18]. Эти явления связаны с существованием намагниченных образований (узлов), переносимых плазмой в релятивистских намагниченных джетах. Согласно этой модели быстрая микропеременность – следствие зависимости от времени угла между лучом зрения и вектором скорости узлов.

В рамках модели "джет в джете" [19–21] излучающая газообразная среда в релятивистском джете разделена на множество элементов, которые двигаются в хаотических направлениях с релятивистскими скоростями относительно средней системы джета. Хаотические движения вызывают новые релятивистские эффекты. Каждый элемент является источником излучения в направлении его движения. Только небольшая часть элементов излучает в направлении наблюдателя, но в результате релятивистских эффектов яркость излучения источника растет. Эта модель объясняет большую видимую светимость и быструю переменность блазаров. Обычно рассматриваются две версии модели "джет в джете":



Рис. 1. Полный поток блазара S5 0716+714 в полосе R 22 декабря 2013 г.



Рис. 2. Изменения степени поляризации блазара и контрольной звезды со временем. Красные точки – блазар, синие – контрольная звезда.

 Предполагается, что во многих образованиях внутри джета происходит перезамыкание магнитных силовых линий внутри среды джета. Каждое перезамыкание создает спаренные релятивистские элементы, движущиеся в противоположных направлениях вдоль магнитного поля. Продолжительность времени импульсов в наблюдаемой кривой блеска определяется размерами уплотнений в джете. Роль релятивистского эффекта обеспечить увеличение светимости.



Рис. 3. Колебания позиционного угла блазара S5 0716+714 со временем 22 декабря 2013 г.



Рис. 4. Полный поток блазара S5 0716+714 в полосе R 25 декабря 2013 г.

2) Модель турбулентности: предполагается, что нестабильность среды внутри джета приводит к релятивистским беспорядочным движениям внутри элементов. В результате продолжительность вспышек определяется размерами этих элементов. Эти две модели похожи, но отличаются в деталях, которые становятся важны в случае экстремальных объектов.

Ранее Ковино и др. [22] обнаружили микропеременность двух лацертид, а также совпадение ко-



Рис. 5. Изменения степени поляризации блазара и контрольной звезды со временем. Красные точки – блазар, синие – контрольная звезда.



Рис. 6. Колебания позиционного угла блазара S5 0716+714 со временем 25 декабря 2013 г.

лебаний полного и поляризованного потоков за время в пределах часа. Ито и др. [23] проводили фотополяриметрические наблюдения микропеременности сейфертовской галактики J0948+0022 в оптическом диапазоне. Были выявлены отдельные совпадения всплесков полного и поляризованного потоков. Предложена интерпретация, согласно которой короткие импульсы берут начало в области сжатой ударной волны с магнитным полем. Сжатие может генерировать магнитное поле высокой напряженности.

Что касается физических механизмов генерации обнаруженной нами быстрой переменности поляризованного излучения, то здесь возможны два подхода. Первый связан с присутствием сильно переменного турбулентного магнитного поля как в самом аккреционном диске, где преобладает тепловой механизм излучения, так и в основании релятивистского джета, где доминирует синхротронный механизм. Переменность поляризованного излучения с амплитудой в 3-5% может возникать в аккреционном диске, для которого предельное значение степени поляризации излучения не превышает 11.8%. Если же амплитуда переменности поляризации достигает 20-32%, то она может относиться к излучению, генерируемому синхротронным механизмом в основании релятивистского джета. В деталях механизм влияния турбулентного магнитного поля на поляризацию излучения аккреционного диска был рассмотрен Силантьевым [24]. Высокая амплитуда переменности степени поляризации излучения имеет место в результате комптоновского рассеяния синхротронных фотонов на собственных релятивистских электронах - так называемый self-Compton process [25]. Конечно, все вышеописанные процессы могут сопровождаться генерацией сильных ударных волн.

Но обнаруженная нами быстрая переменность поляризованного излучения может быть связана и с другим физическим механизмом, предложенным в работе Райтери и др. [26], где анализируются результаты наблюдений блазара СТА–102. Этот механизм связан с быстрой переориентацией релятивистского джета, которая порождает в джете магнитогидродинамическую нестационарность. Для более точной привязки полученных параметров переменности поляризации к одной из этих моделей необходимы дальнейшие наблюдения.

5. ВЫВОДЫ

Обнаружена микропеременность блазара S5 0716+714 в течение двух ночей с амплитудой 3– 4% за промежуток времени в пределах 7–11 мин и микропеременность с амплитудой 9–10% за время в пределах 25 мин.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Аппаратурное и программное обеспечение наблюдений поддержано в рамках государственного задания САО РАН в части "Проведение фундаментальных научных исследований", а также Федеральной программы повышения конкурентоспособности Казанского (Приволжского) федерального университета.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы выражаем глубокую признательность доктору физ.-мат. наук М.В. Попову за полезные обсуждения работы.

Одним из авторов этой работы по праву должен был бы считаться скончавшийся 27 марта 2018 г. проф. Юрий Николаевич Гнедин (ГАО РАН). Он был не только одним из главных идеологов нашей наблюдательной программы, но и крупнейшим в мире специалистом по поляризации излучения космических тел. Им написана часть нашей статьи, касающаяся возможных механизмов быстрой переменности поляризации S5 0714+716. К сожалению, обработка и интерпретация полученного в рамках настоящей работы материала затянулась, и теперь существующие правила уже не позволяют формально включить Ю.Н. в число соавторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. R. Racine, Astrophys. J. 159, L99 (1970).
- 2. G. E. Romero, S. A. Cellone, and J. A. Combi, Astron. and Astrophys. Supp. Ser. 135, 477 (1999).
- C. S. Stalin, A. P. Gupta, G. Gopal-Krishna, P. J. Wiita, and R. Sagar, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 356, 607 (2005).
- 4. G. E. Andruchow, S. A. Romero, and S. A. Cellone, Astron. and Astrophys. 442, 97 (2005).
- 5. S. A. Cellone, G. E. Romero, J. A. Combi, and J. Martí, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 381, L60 (2007).
- 6. *E. S. Shablovinskaya and V. L. Afanasiev*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **482**, 4322 (2019).
- 7. M. Sasada, M. Uemura, A. Arai, Y. Fukazawa, et al., Publ. Astron. Soc. Japan **60**, L37 (2008).
- V. S. Bychkova, N. S. Kardashev, A. V. Boldycheva, Yu. N. Gnedin, and K. L. Maslennikov, Astronomy Reports 50, 802 (2006).
- 9. K. Nilsson, T. Pursimo, A. Sillanpää, L. O. Takalo, and E. Lindfors, Astron. and Astrophys. 487, L29 (2008).
- 10. G. Bhatta, A. Goyal, M. Ostrowski, et al., Astrophys. J. Lett. 809, L27 (2015).
- 11. V. M. Larionov, S. G. Jorstad, A. P. Marscher, D. A. Morozova et al., Astrophys. J. 768, id. 40 (2013).
- 12. C. D. Impey, V. Bychkov, S. Tapla, Yu. Gnedin, and S. Pustilnik, Astron. J. 119, 1542 (2000).
- 13. В. Л. Плохотниченко, Г. М. Бескин, В. Г. де-Бур и др., Астрофиз. бюлл. 64, 322 (2009).
- 14. У. Шерклифф Поляризованный свет (М.: Мир, 1965).
- 15. E. Oliva, Astron. and Astrophys. Supp. Ser. 132, 589 (1997).
- D. A. Turnshek, R. C. Bohlin, R. L. Williamson, O. L. Lupie, J. Koornneef, and D. H. Morgan, Astron. J. 99, 1243 (1990).

- 17. O. Takalo, A. Sillanpaa, and K. Nilsson, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 107, 497 (1994).
- 18. *M. Camenzind and M. Krockenberger*, Astron. and Astrophys. **255**, 59 (1992).
- 19. *R. Narayan and T. Piran*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **420**, 604 (2012).
- 20. A. Lazar, E. Nakar, and T. Piran, Astrophys. J. Lett. 695, L10 (2009).
- 21. *R. Narayan and P. Kumar*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **394**, L117 (2009).
- 22. S. Covino, M. C. Baglio, L. Foschini, et al., Astron. and Astrophys. **578**, 68 (2015).
- 23. R. Itoh, Y. T. Tanaka, Y. Fukuzawa, K. S. Kawabata, et al., Astrophys. J. Lett. 775, L26 (2013).
- 24. N. A. Silant'ev, Astronomy Reports 51, 67 (2007).
- 25. *M. Cerruti, C. Boisson, and A. Zech*, Astron. and Astrophys. **558**, 47 (2013).
- 26. C. M. Raiteri, M. Villata, J. A. Acosto-Pulido, et al., Nature 552, 374 (2017).

УДК 523.98

РЕСТРУКТУРИЗАЦИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЦА И ЦЕНТРЫ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ЦИКЛЕ 24

© 2020 г. А. В. Боровик^{1,*}, А. В. Мордвинов^{1,**}, Е. М. Голубева^{1,***}, А. А. Жданов¹

 ¹ Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия *E-mail: aborovik@iszf.irk.ru **E-mail: avm@iszf.irk.ru ***E-mail: golubeva@iszf.irk.ru Поступила в редакцию 30.09.2019 г. После доработки 12.02.2020 г. Принята к публикации 02.03.2020 г.

Выполнен анализ развития магнитной активности Солнца в цикле 24. Показано, что значительная северо-южная асимметрия магнитной активности сопровождалась асинхронной реорганизацией магнитных полей Солнца в северном и южном полушариях. Изучено формирование униполярных магнитных областей после распада центров активности. Показано, что меридиональный перенос униполярных магнитных областей приводит к изменениям зональной структуры магнитного поля Солнца. Установлено, что долгоживущие центры вспышечной активности существовали в периоды перестройки магнитных полей. Показано, что пространственно-временной анализ вспышечного ансамбля дает возможность для диагностики нестационарных процессов в атмосфере Солнца.

DOI: 10.31857/S0004629920070014

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечные вспышки и корональные выбросы массы являются взрывными процессами в атмосфере Солнца, которые влияют на состояние околоземного космического пространства. Наблюдения и теоретические исследования вспышек показали, что они инициируются взаимодействием всплывающего магнитного потока с корональными магнитными полями, которое приводит к нарушению их устойчивости [1, 2]. При этом высвобождается энергия магнитных полей, накопленная в ходе их предшествующей эволюции. Согласно существующим моделям [3, 4], необходимым условием для возникновения вспышек является наличие свободной энергии в вышележащих магнитных полях, которые характеризуются значительной скрученностью, сдвиговой структурой и связаны с электрическими токами [5].

Более 90% вспышек на Солнце – вспышки малой мощности с энергией $\leq 10^{29}$ эрг, 1.5% – крупные вспышки, самые мощные из которых характеризуются энергией более 3×10^{32} эрг [6]. Обычно малые вспышки (MB) возникают в пределах активных областей (AO), но иногда происходят и в спокойных областях без пятен [7–9]. Отмечена тенденция крупных и малых солнечных вспышек образовывать кластеры [10, 11].

Крупномасштабное магнитное поле Солнца во многом определяет физические процессы в атмосфере Солнца и существенно влияет на пространственно-временную организацию различных проявлений солнечной активности [12]. Макроструктура всего ансамбля вспышек определяется выходом новых магнитных потоков, их взаимодействием с ранее существовавшими магнитными полями. Области концентрации малых вспышек представляют интерес для диагностики нестационарных процессов в атмосфере Солнца в глобальном аспекте. Знание закономерностей эволюции ансамбля вспышек имеет практическое значение и необходимо для усовершенствования существующих прогностических моделей.

Продолжительные патрульные наблюдения вспышек, полученные мировой сетью обсерваторий, представляют обширный материал для изучения вспышечной активности Солнца в глобальном аспекте. В настоящей работе изучена пространственно-временная организация малых вспышек в соотношении с эволюцией АО и реструктуризацией магнитных полей в цикле активности.

2. ДАННЫЕ И МЕТОДИКА

Чтобы получить статистически достоверное представление о пространственно-временной организации малых вспышек, проанализирована база данных по оптическим вспышкам, охватыва-

Плог	цадь	Отн. интенсивность			
кв. град.	МДП	F	N	В	
≤2.0	≤100	SF	SN	SB	
2.1-5.1	100-250	1F	1N	1 B	
5.2-12.4	250-600	2F	2N	2B	
12.5-24.7	600-1200	3F	3N	3B	
>24.7	>1200	4F	4N	4B	

Таблица 1. Классификация солнечных вспышек по площади и интенсивности излучения в линии H_α

Таблица 2. Классификация вспышек по амплитуде рентгеновского всплеска (классификация GOES)

Класс вспышки	Амплитуда рентгеновского всплеска, Вт/м ²		
A	$(1-9.9) \times 10^{-8}$, (A1–A9)		
В	$(1-9.9) \times 10^{-7}, (B1-B9)$		
С	$(1-9.9) \times 10^{-6}, (C1-C9)$		
Μ	$(1-9.9) \times 10^{-5}, (M1-M9)$		
Х	$(1-9.9) \times 10^{-4}, (X1-X30)$		

ющая циклы 21–24 и представленная в каталогах Quarterly Bulletin on Solar Activity за 1972–1975 гг. и Solar Geophysical Data за 1975–2017 гг.¹ В рамках исследований МВ такой объемный набор данных рассмотрен впервые.

Существуют две основные классификации солнечных вспышек - в оптическом и рентгеновском диапазонах длин волн, которые дополняют друг друга. Согласно Международной классификации [13-15] оптические вспышки по наблюдениям в линии Н_а в зависимости от площади делятся на пять классов (S, 1, 2, 3, 4), в зависимости от интенсивности излучения – на три (F – слабые, N – умеренные и В – яркие). Сочетание этих двух параметров (площади и интенсивности) составляет оптический балл вспышки (табл. 1). Интенсивность вспышки выражается в единицах интенсивности прилегающей к ней невозмущенной хромосферы. Вспышка с относительной интенсивностью 160-260% считается слабой (F), 260-360% — умеренной (N), свыше 360% — яркой (В).

Класс вспышки в рентгеновском диапазоне определяется в зависимости от максимальной амплитуды рентгеновского всплеска в диапазоне энергий 0.5–10 кэВ по данным измерений на спутниках GOES в диапазоне 1–8 Å (табл. 2). Каждый из классов А–М разделен на 9 подгрупп от 1 до 9 (класс X от 1 до 30). Вспышка класса М1 в 10 раз мощнее С1, а X1 в 10 раз мощнее М1 и в 100 раз мощнее С1. Индекс А указывает, во сколько раз вспышка превосходит нулевой уровень. Обе классификации солнечных вспышек дополняют друг друга и приводятся в мировых центрах данных. В оптическом диапазоне длин волн малые вспышки (МВ) относятся к классу S (субвспышки) и имеют площадь менее 2 кв. град (100 мдп (миллионных долей площади полусферы Солнца)).

Для каждого кэррингтоновского оборота (КО) построена синоптическая карта плотности распределения МВ по ячейкам 2° × 1° кэррингтоновской координатной сетки. Такой шаг выбран, поскольку площадь отдельной МВ не превышает

2 кв. град. Свя́зные группы ячеек, в которых наблюдались две и более MB, рассматриваются как центры вспышечной активности (ЦВА). Для каждого ЦВА определены координаты (положение "центра тяжести" в распределении соответствующих MB), время начала и окончания MB и мощность (число MB) при единичном прохождении ЦВА по диску Солнца, а также промежутки времени между повторными появлениями ЦВА с одними и теми же координатами.

По картам распределения вспышек, полученным в период 2009—2017 гг., исследована динамика ЦВА в цикле 24. Чтобы проследить причинноследственные отношения между динамикой вспышечной активности и эволюцией солнечных магнитных полей в цикле 24, дополнительно был составлен ряд кэррингтоновских распределений, сочетающих синоптические карты ЦВА и магнитных полей.

Для расчета усредненных распределений магнитного поля в гелиографической системе координат использованы синоптические карты радиальной составляющей из архива² NSO/GONG [16]. Исходные карты представлены в формате FITS в цилиндрической равновеликой проекции и содержат 360 точек по долготе и 180 точек по синусу широты, с равномерным шагом по осям.

Вся последовательность синоптических карт магнитного поля была усреднена по пяти смежным КО. При этом карта для центрального КО оставлялась без изменений, а к распределениям магнитных полей на двух предыдущих и двух последующих картах применялась коррекция за дифференциальное вращение [17].

$$\omega = 14.33(\pm 0.054) - 2.12(\pm 0.35)\sin^2 \varphi -$$

-1.83(\pm 0.38)\sin^4 \phi. (1)

Здесь φ – гелиографическая широта, ω – угловая скорость [град/сут]. Методика усреднения синоптических карт позволяет выделять в каждом КО долгоживущие магнитные образования и отслеживать их эволюцию от оборота к обороту. Ра-

¹ ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/warehouse

² https://gong.nso.edu/data/magmap



Рис. 1. Усредненная синоптическая карта магнитных полей для КО 2142. УМО положительной (≥2 Гс) и отрицательной (≤–2 Гс) полярностей показаны светло-серыми и темно-серыми тонами. Магнитные поля (от –2 до 2 Гс) показаны серым цветом нейтрального оттенка. Белым цветом показаны ЦВА N1, S1, S2 (>2 MB/кв. град.). Стрелками указаны серджи.

нее аналогичная методика применялась для изучения реорганизации магнитных полей и корональных дыр в циклах 23–24 [18].

На рис. 1 показана усредненная синоптическая карта магнитных полей для КО 2142. Распределение магнитных полей сглажено с помощью вейвлет-фильтрации. Униполярные магнитные области (УМО) положительной (≥ 2 Гс) и отрицательной (≤ -2 Гс) полярностей показаны светлосерыми и темно-серыми тонами соответственно. Области относительно слабых магнитных полей (от -2 до 2 Гс) показаны на карте серым цветом нейтрального оттенка (согласно палитре снизу).

На фоне распределения магнитных полей белыми пятнами показаны области повышенной плотности MB в гелиографических координатах. В период с 28 сентября по 25 октября 2017 г. MB концентрировались в трех областях, отмеченных обозначениями N1, S1 и S2, где буквы обозначают их положение в северном или южном полушариях. Согласно критерию, принятому в настоящем исследовании, ЦВА идентифицируются при плотности свыше двух MB/(кв. град). В соответствии с этим критерием проведены границы ЦВА на рис. 1.

Все ЦВА расположены вблизи оснований так называемых серджей, которые образуются после распада долгоживущих центров активности. УМО преимущественно хвостовых полярностей переносятся в высокие широты, формируя серджи [19]. Форма серджей определяется процессами диффузии и переноса слабых магнитных полей в поверхностных слоях Солнца [20]. Такие серджи играют важную роль в глобальной реорганизации магнитных полей Солнца [21].

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦЕНТРОВ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ, ИХ СЕВЕРО-ЮЖНАЯ АСИММЕТРИЯ В ЦИКЛЕ 24

Центры вспышечной активности располагаются главным образом в хвостовой и центральной частях АО [10]. Как правило, ЦВА имеет ядро (иногда два), где плотность МВ максимальна. От ядра к периферии их число снижается. Со временем активность ЦВА меняется. Во время интенсивного роста АО частота МВ резко увеличивается, происходят серии вспышек [22]. Интервал между вспышками составляет около 20 мин.

Крупные вспышки классов 2–4 (с площадью более 25 кв. град.) происходят на фоне слабой активности МВ или в их отсутствие. В среднем за 7.8 часа до крупной вспышки МВ прекращаются и могут возобновиться не ранее чем через 6.7 часа после ее начала [23]. При этом ленты крупных вспышек развиваются в областях, где МВ не было или их число было незначительно, что обусловливает накопление свободной магнитной энергии, достаточной для возникновения мощной вспышки в АО.

Проявления вспышечной активности	п	n _N	n _S	а	c(n,W)
Вспышки класса s	11323	5369	5954	-0.05	0.77
Вспышки класса 1	675	261	414	-0.23	0.68
Вспышки классов 2-4	146	54	92	-0.26	0.52
Вспышки классов s 1-4	12144	5684	6460	-0.06	0.77
Центры вспышечной активности	650	330	320	0.02	0.82

Таблица 3. Вспышечная активность в цикле 24

Примечание. Приведены: n – полный размер выборки; n_N и n_S – размеры компонент выборки, соответствующих северному (N) и южному (S) полушариям; a – северо-южная асимметрия ($a = (n_N - n_S)/(n_N + n_S)$); c(n,W) – коэффициент корреляции элементов общей выборки с числами Вольфа W. Для вспышек приведены классы площади s, 1–4.

Анализ данных за циклы 21-24 показал, что 93.3% ШВА наблюдаются исключительно в течение единичного прохождения по диску Солнца, 6.7% в двух и более КО, отдельные ЦВА существуют до четырех КО. Было рассмотрено 5914 случаев прохождения ЦВА по диску Солнца в пределах 65° от центрального меридиана, безотносительно к общей продолжительности наблюдения каждого ЦВА, которая могла достигать нескольких КО. При этом оценка временного промежутка между первой и последней МВ составила в среднем около 3.6 сут. Вообще, этот временной промежуток в 90% случаев не превышал 8.6 сут. Продолжительность активности подавляющего большинства ШВА в период прохождения по диску варьирует приблизительно от 1.6 до 9 сут (ЦВА площадью от 4 до 68 кв. град соответственно), и в крайне редких случаях может достигать 11 сут (ЦВА площадью более 70 кв. град, наблюдаемые в АО с крупными группами солнечных пятен). Площадь ЦВА в 90% случаев составляет от 4 до 28 кв. град, а в среднем ~12 кв. град.

Эволюция отдельных ЦВА во многом определяется пространственно-временной организацией МВ. Их подавляющий статистический вес очевиден из приведенной в табл. З сводки вспышечной активности в цикле 24. Поэтому наблюдается высокая корреляция (0.8) между числом ЦВА n и числами Вольфа W, хотя с ростом охватываемой вспышками площади отмечается падение значений их северо-южной асимметрии a и коэффициента корреляции c(n, W). Очевидны следующие отличительные особенности малых вспышек: несущественная северо-южная асимметрия, отсутствие значимой корреляции между числом вспышек в обоих полушариях и довольно высокая корреляция числа вспышек с числами Вольфа.

На рис. 2 показаны изменения числа MB в северном и южном полушариях Солнца в цикле 24. В северном полушарии всплески числа MB наблюдались в начале 2010 г., в 2011 г., во второй половине 2016 г. В южном полушарии значительные всплески числа MB пришлись на середину 2012 и конец 2014 г. Отмечается почти двукратное преобладание числа МВ в южном полушарии со второй половины 2013 по начало 2015 г.

4. ЦИКЛИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЦА И ЕГО ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ

Цикл 24 характеризуется низким уровнем магнитной активности, которая развивалась асинхронно в северном и южном полушариях Солнца. На рис. За,в показаны изменения площадей солнечных пятен в северном и южном полушариях Солнца (A_N , A_S). Распределение площадей солнечных пятен по гелиошироте оценено по данным, подготовленным в синоптическом формате³. Площади солнечных пятен характеризуют всплывающие магнитные потоки, пространственно-временная организация которых определяет особенности цикла 24.

Для изучения эволюции фотосферных магнитных полей выполнен широтно-временной анализ всей последовательности синоптических карт за период 2009—2018 гг. Каждая карта усреднялась по гелиодолготе, чтобы получить широтный профиль, характеризующий зональную структуру магнитного поля для данного КО. Широтные профили всех карт были выстроены в хронологическом порядке в виде широтно-временного распределения, которое сглажено с помощью вейвлет-фильтрации. Сглаженное распределение показано на рис. 3б. Области, в которых доминирует положительная либо отрицательная полярность, показаны в бело-серых и черно-серых тонах соответственно.

Такая диаграмма наглядно показывает эволюцию магнитного поля, его глобальную реорганизацию в период обращения магнитных полей на полюсах Солнца. Смена знака магнитного поля на северном полюсе произошла в 2013 г., на южном полюсе в 2015 г. Эти изменения связаны с ме-

³ http://solarcyclescience.com



Рис. 2. Изменения чисел МВ в северном (N, сплошная линия) и южном (S, штриховая линия) полушариях Солнца.



Рис. 3. Изменения площадей солнечных пятен в северном (а) и южном (в) полушариях. В центре (б) представлено широтно-временное распределение усредненных по гелиодолготе магнитных полей. Серджи хвостовых и ведущих полярностей указаны сплошными и штриховыми стрелками.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 6 2020



Рис. 4. Широтно-временное распределение доминирующих магнитных полярностей в светло-серых (положительные) и темно-серых (отрицательные) тонах. Серджи указаны стрелками. Зоны интенсивного пятнообразования (>100 мдп) и зоны частого появления MB (>30 вспышек) представлены черными и белыми пятнами соответственно.

ридиональным переносом УМО преимущественно хвостовых полярностей, которые формируются после распада долгоживущих комплексов активности [19, 24].

В период 2009–2011 гг. магнитная активность Солнца преобладала в северном полушарии (рис. 3а). В ходе эволюции центров активности и после их распада слабые магнитные поля рассеялись в окружающей фотосфере, образуя УМО. В соответствии с законом Джоя, УМО хвостовых полярностей формировались на более высоких широтах по сравнению с УМО ведущих полярностей. В начале цикла в северном полушарии меридиональный перенос привел к образованию двух серджей хвостовой полярности, на рис. 3б они отмечены сплошными стрелками (N1, N2). Перенос магнитного потока положительной полярности привел к смене доминирующей полярности на северном полюсе Солнца.

Дальнейшее возникновение и распад центров активности в северном полушарии привели к формированию серджей ведущей (N3) и хвостовых полярностей (N4, N5), отмеченных штриховой и сплошными стрелками. Причины возникновения серджей ведущих полярностей и их влияние на полярное магнитного поле исследованы ранее [25].

Развитие пятенной активности в южном полушарии (рис. 3в) значительно отставало от того, что наблюдалось в северном. Можно выделить несколько долгоживущих центров активности, с которыми связаны серджи (S1, S2, S3, S4). Максимум активности в южном полушарии пришелся на 2014 г. После распада самых крупных центров активности сформировался обширный сердж отрицательной (хвостовой) полярности (S2), который достиг высоких широт и привел к смене доминирующей полярности в полярной зоне южного полушария [26]. Глобальная перестройка магнитных полей в фотосфере сопровождалась изменениями открытых магнитных полей и формированием полярных корональных дыр [21].

На рис. 4 показана широтно-временная диаграмма в виде схемы, представляющей распределение доминирующих полярностей. По аналогии с рис. Зб стрелки указывают меридиональный перенос магнитного потока. Основания стрелок расположены вблизи зон интенсивного пятнообразования, которые показаны черным цветом. Границы этих зон соответствуют условию, при котором зональные плотности площадей солнечных пятен превышают 100 мдп. В этих зонах всплывали магнитные потоки, формировались и распадались крупные АО. На этих широтах концентрировалась магнитная активность и наблюдались долгоживущие комплексы активности. Области повышенной вспышечной активности образовались вблизи зон интенсивного всплывания магнитного потока. На широтно-временной диаграмме области концентрации МВ отмечены белым цветом.

Анализ широтно-временны́х распределений показывает, что ЦВА концентрируются вблизи границ раздела УМО противоположных полярностей, где формируются серджи. На этих широтах происходит перестройка зональной структуры магнитных полей. Такая реструктуризация магнитных полей сопровождалась повышенной вспышечной активностью.

В ходе меридионального переноса УМО противоположных полярностей расходятся. При расхождении биполярных структур в вышележащих слоях солнечной атмосферы формируются горизонтальные магнитные поля. Такие поля проявляются в хромосфере и короне Солнца [19, 27]. Наличие ранее возникших и вышележащих магнитных полей важно для образования вспышек. Теоретические модели возникновения малых вспышек предполагают существование таких магнитных полей. Согласно модели [28], вспышки, имеющие вид простой петли, возникают при всплытии нового потока в существующих АО. Аналогичные конфигурации возникают тогда, когда взаимодействуют магнитные поля, связанные с арками разных размеров. Действительно, если всплывающие магнитные биполи сориентированы различным образом, то в вершинах связанных с ними арок возникают условия для пересоединения магнитных полей и возникновения вспышек. Внутри долгоживущих комплексов активности магнитные потоки всплывают многократно, создавая условия для возникновения многих солнечных вспышек.

5. ВЫВОДЫ

В настоящей работе изучена пространственновременная организация малых вспышек в соотношении с магнитными полями Солнца. Выполнен анализ развития активности в цикле 24. Изучены эволюция магнитных полей, их глобальная реструктуризация. Выявлены центры вспышечной активности (ЦВА), в которых сконцентрированы малые вспышки. Показано, что данные об эволюции ЦВА дают возможность диагностики нестационарных процессов в атмосфере Солнца в глобальном аспекте.

Выполнен анализ широтно-временны́х распределений магнитных полей и малых солнечных вспышек. Показано, что циклические изменения зональной структуры магнитного поля Солнца приводят к изменениям его вспышечной активности. После распада долгоживущих центров активности происходят процессы, охватывающие все слои атмосферы Солнца. В фотосфере формируются униполярные магнитные области, которые переносятся в высокие широты меридиональными течениями. Широтно-временной анализ показал, что малые вспышки часто появляются вблизи границ долгоживущих магнитных структур, где происходит интенсивное всплытие нового магнитного потока и накопление свободной энергии в вышележащих магнитных полях.

Наибольшая концентрация малых вспышек наблюдается там, где происходит разделение УМО противоположных полярностей и формируются серджи остаточного магнитного потока. В таких условиях в вышележащих слоях атмосферы формируются магнитные поля со значительной горизонтальной составляющей. Взаимодействие новых всплывающих магнитных потоков с вышележащими магнитными полями приводит к образованию ЦВА. Значительная северо-южная асимметрия пятнообразовательной активности Солнца привела к асинхронной реструктуризации магнитных полей и асимметрии в распределении центров вспышечной активности в цикле 24.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках Государственного задания II.16 и поддержана грантом РФФИ 19-52-45002 инд.

БЛАГОДАРНОСТИ

В настоящем исследовании использованы синоптические карты магнитных полей, построенные по измерениям телескопов GONG, и данные о вспышечной активности Солнца, представленным на сайте ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/warehouse.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. A. O. Benz, Liv. Rev. Solar Physics 5, 1 (2008).
- 2. *M. Aschwanden*, Physics of the Solar Corona (Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2005).
- 3. J. Heyvaerts, E. R. Priest, and D. M. Rust, Astrophys J. 216, 123 (1977).
- B. V. Somov, in Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity, edited by A. V. Stepanov, E. E. Benevolenskaya, and A. G. Kosovichev, IAU Symp. 223, 417 (2004).
- 5. A. A. Pevtsov, M. A. Berger, A. Nindos, A. A. Norton, and L. van Driel-Gesztelyi, Space Sci. Rev. 186, 285 (2014).
- 6. *A. V. Borovik, A. A. Zhdanov*, Solar-Terrestrial Phys. **3**(1), 40 (2017).
- 7. H. W. Dodson and E. R. Hedeman, Solar Phys. 13, 401 (1970).
- 8. L. Altas, Solar Phys. 151, 169 (1994).
- 9. *А. В. Боровик, Д. Ю. Мячин, В. М. Томозов*, Изв. ИГУ, сер. Науки о Земле 7, 23, (2014).
- 10. А. В. Боровик, Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца **102**, 133 (1994).
- 11. T. Bai, Astrophys J. 328, 860 (1988).
- 12. V. N. Obridko and B. D. Shelting, Astron. Rep. 57, 786 (2013).
- 13. С. Смит, Е. Смит, Солнечные вспышки (М.: Мир, 1966).

- 14. А. Т. Алтынцев, В. Г. Банин, Г. В. Куклин, В. М. Томозов, Солнечные вспышки (М.: Наука, 1982).
- 15. *M. Temmer, A. Veronig, A. Hanslmeier, W. Otruba, and M. Messerotti*, Astron. and Astrophys. **375**, 1049 (2001).
- 16. K. S. Balasubramaniam, A. Pevtsov, in Solar Physics and Space Weather Instrumentation IV **8148**, id. 814809.(2011).
- 17. *R. F. Howard, J. W. Harvey, and S. Forgach*, Solar Phys. **130**, 295 (1990).
- 18. E. M. Golubeva, A. V. Mordvinov, Solar Phys. 291, 3605 (2016).
- 19. G. J. D. Petrie, Liv. Rev. Solar Physics 12, 5 (2015).
- Y.-M. Wang, A. G. Nash, and N. R. Sheeley, Jr., Science 245, 712 (1989).
- 21. E. M. Golubeva and A. V. Mordvinov, Solar Phys. 292, 190 (2017).

- 22. A. B. Borovik, V. M. Grigoryev, N. N. Kargapolova, B. E. Merkulenko, et al., Contrib. Astron. Observ. Skalnate Pleso 15(1), 211 (1986).
- 23. А. В. Боровик, Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца **102**, 118 (1994).
- 24. А. В. Мордвинов, С. А. Язев, Астрон. журн. 90 491 (2013).
- 25. *A. V. Mordvinov and L. L. Kitchatinov*, Solar Phys. **294**, 21 (2019).
- X. Sun, J. T. Hoeksema, Y. Liu, and J. Zhao, Astrophys. J. 798, 114 (2015).
- 27. A. R. Yeates, J. A. Constable, and P. C. H. Martens, Solar Phys. 263, 121 (2010).
- 28. Е. Прист, Солнечная магнитогидродинамика (М.: Мир, 1985).