

Том 50, Номер 2

ISSN 0320-0108
Февраль 2024



ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Астрономия и космическая астрофизика



НАУКА
— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 50, номер 2, 2024

Прохождение гамма-всплеска через молекулярное облако: ионизационная структура облака <i>А. В. Нестерёнок</i>	121
Метод периодических главных компонент динамического спектра радиопульсаров и фарадеевское вращение девяти составляющих импульса PSR B0329+54 <i>В. В. Кочаровский, В. В. Вдовин, А. С. Гаврилов, Е. Р. Кочаровская, С. В. Логвиненко, Е. М. Лоскутов, В. М. Малофеев</i>	142
Исследование компонент двойной звезды ADS 15571 методом спекл-интерферометрии <i>Е. Н. Соков, Д. Л. Горшанов, И. С. Измайлов, Н. А. Шахт, И. А. Сокова, А. С. Бескакотов, В. В. Дьяченко, А. Ф. Максимов, А. А. Митрофанова, Д. А. Расстегаев</i>	163
Структуры магнитного поля звезд HD 94660, HD 75049, HD 154708 <i>Ю. В. Глаголевский</i>	172

ПРОХОЖДЕНИЕ ГАММА-ВСПЛЕСКА ЧЕРЕЗ МОЛЕКУЛЯРНОЕ ОБЛАКО: ИОНИЗАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ОБЛАКА

© 2024 г. А. В. Нестерёнок^{1*}

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 04.12.2023 г.

После доработки 29.12.2023 г.; принята к публикации 24.01.2024 г.

Построена модель прохождения излучения гамма-всплеска через плотное молекулярное облако. В расчетах учитываются основные процессы взаимодействия излучения с веществом облака: ионизация атомов H, He, ионизация ионов металлов с учетом испускания Оже-электронов, ионизация и фотодиссоциация молекул H₂, поглощение ультрафиолетового излучения в линиях H₂ полос Лаймана и Вернера, испарение частиц пыли. Ионизация ионов металлов рентгеновским излучением определяет степень ионизации газа в области, где газ преимущественно нейтральный. Фотоионизация внутренних электронных оболочек ионов сопровождается испусканием Оже-электронов, что приводит к образованию ионов металлов в высоком ионизационном состоянии. В частности, лучевые концентрации ионов Mg, Si, Fe в состоянии ионизации I–IV много меньше, чем лучевые концентрации этих ионов в состоянии ионизации V и выше. Фотоионизация ионов металлов ультрафиолетовым излучением происходит только на расстояниях меньше радиуса испарения пыли и для нейтральных атомов с порогом ионизации меньше 13.6 эВ. Результаты наших расчетов подтвердили выдвинутое ранее предположение, что ионизация атомов не играет важную роль в поглощении излучения в рентгеновском диапазоне длин волн. Для низкой металличности, $[M/H] \leq -1$, роль атомов гелия является доминирующей.

Ключевые слова: гамма-всплески, молекулярные облака.

DOI: 10.31857/S0320010824020011, **EDN:** OJSCRQ

ВВЕДЕНИЕ

Отличительной чертой гамма-всплесков является высвобождение в окружающее межзвездное пространство огромного количества ионизирующего излучения в течение нескольких десятков секунд. Гамма-всплески делят на два класса по длительности гамма-излучения: короткие ($\lesssim 1-2$ с) и длинные ($\gtrsim 1-2$ с) (Позаненко и др., 2021). До недавнего времени общепринятой точкой зрения на происхождение длинных гамма-всплесков являлась модель коллапса массивных звезд. Однако в последнее время стали появляться наблюдательные данные, указывающие на то, что длинные гамма-всплески рождаются как в результате коллапса массивных звезд, так и в результате слияния компактных звезд (см., например, Растинежад и др., 2022; Петросян, Даинотти, 2024). Энергия взрыва, в результате которого образуется гамма-всплеск, может достигать 10^{52} эрг и выше (Голдштейн и др., 2016). Длинные гамма-всплески регистрируются как в галактиках в локальной Вселенной, так и в далеких галактиках на красных смещениях до $z \approx 9$ (Куккьяра и др., 2011). Благодаря высокой интенсивности излучения, а также благодаря

своему широкому частотному диапазону (излучение в активной фазе и послесвечение гамма-всплеска простираются от радио до гамма диапазонов длин волн), гамма-всплески являются зондами межзвездной среды родительских галактик и абсорбционных систем на луче зрения (Шади, 2017).

Общепринятой моделью гамма-всплесков является модель “файербола” (Кумар, Жанг, 2015). Согласно этой модели, компактная “центральная машина”, которая образовалась в результате коллапса массивной звезды или слияния двух компактных звезд, запускает релятивистский направленный поток плазмы. Выделяют две основные стадии формирования излучения гамма-всплеска. Первая стадия формирования излучения связана с процессами внутри релятивистского джета (фотосферное происхождение излучения, диссипация энергии в ударных волнах). На этой стадии рождается излучение активной фазы всплеска (“быстрое” излучение). Излучение относительно короткой активной фазы лежит в рентгеновском и гамма-диапазонах длин волн. Вторая стадия включает в себя взаимодействие джета с внешней средой и образование головной и обратной ударных волн (Сари, Пиран, 1999). На этой стадии в результате синхротронного механизма рождаются оптическая

* Электронный адрес: alex-n10@yandex.ru

вспышка (излучение обратной ударной волны) и послесвечение (излучение головной ударной волны). Оптическая вспышка (или “быстрое” оптическое излучение) наблюдается для небольшого количества всплесков. Характерное время оптической вспышки составляет $\sim 10^2\text{--}10^3$ с (Оганесян и др., 2023). Это излучение совпадает по времени или следует сразу за гамма-излучением активной фазы, в то время как послесвечение гамма-всплеска может наблюдаться в оптическом и рентгеновском диапазонах длин волн в течение нескольких недель, а в радио диапазоне — в течение нескольких месяцев и более. Для некоторых гамма-всплесков наблюдается излучение связанной со всплеском сверхновой типа Ic (Позаненко и др., 2021).

Изучение линий поглощения в послесвечении гамма-всплесков позволяет исследовать параметры среды в непосредственной близости от источника всплеска, газопылевые облака внутри родительской галактики и в галактическом гало (см., например, Прочаска, 2008; Фокс и др., 2008; Хейнтц и др., 2018). Наблюдения линии $\text{Ly}\alpha$ атомарного водорода оптическими наземными телескопами возможны для гамма-всплесков с красным смещением $z \geq 1.6$. Большая часть гамма-всплесков на таких красных смещениях имеют затухающие линии поглощения $\text{Ly}\alpha$ в спектрах послесвечения. Измеренные значения лучевой концентрации N_{H} достигают несколько единиц 10^{22} см^{-2} для некоторых гамма-всплесков, а среднее значение N_{H} равно около $4 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ (Финбо и др., 2009; Шади, 2017; Танвир и др., 2019). Наблюдается большой разброс значений N_{H} для всех красных смещений $z \geq 1.6$, но при этом средние значения N_{H} для гамма-всплесков выше, чем наблюдаемые значения N_{H} для абсорбционных систем в спектрах квазаров. Это является следствием того, что гамма-всплески рождаются в плотных облаках внутри родительской галактики, где идут процессы звездообразования (Прочаска и др., 2007; Тон и др., 2013). В инфракрасном и оптическом диапазонах длин волн спектральная плотность потока послесвечения гамма-всплеска аппроксимируется с учетом межзвездного поглощения в Млечном Пути и родительской галактике. Это позволяет определить визуальную экстинкцию A_V в родительской галактике и на основе этого сделать оценки лучевой концентрации водорода N_{H} .

По поглощению послесвечения гамма-всплеска в рентгеновской части спектра можно оценить лучевую концентрацию водорода N_{H} . Причем в этих оценках обычно предполагается, что излучение поглощается ионами металлов. Было обнаружено, что лучевые концентрации N_{H} , как правило, на порядок и более превышают лучевые концентрации водорода N_{H} , вычисленные по данным в оптическом диапазоне длин волн — по линиям атомарного водорода, линиям ионов металлов, или

A_V (Уотсон и др., 2007; Кампана и др., 2010, 2012). Одно из решений несоответствия наблюдаемых значений лучевых концентраций водорода заключается в том, что излучение в рентгеновском диапазоне длин волн поглощается в слое ионизованного газа вблизи источника гамма-всплеска (Шади и др., 2011; Кронгольд, Прочаска, 2013). Ионы металлов, которые имеют большой заряд, вносят вклад в величину поглощения послесвечения в рентгеновской части спектра, однако не видны в оптическом и ультрафиолетовом (УФ) диапазонах длин волн. Это объяснение подтверждается тем, что анализ переменной профилей абсорбционных линий ионов металлов с малым зарядом в послесвечении гамма-всплесков указывает на то, что облака нейтрального газа находятся на расстоянии $\sim 100\text{--}100$ пк от источника всплеска (например, Вресвийк и др., 2007). Были предложены другие объяснения наблюдаемого поглощения излучения послесвечения в рентгеновском диапазоне — поглощение ионами He в HII области, где произошел гамма-всплеск (Уотсон и др., 2013). Диффузная межгалактическая среда и абсорбционные системы на луче зрения вносят существенный вклад в поглощение излучения для гамма-всплесков на красных смещениях $z \geq 3$ (Сталинг и др., 2013; Рахин, Бехар, 2019).

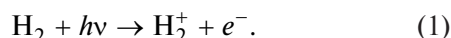
Массивные звезды имеют короткое время жизни, $t \lesssim 10^7$ лет, и поэтому взрыв массивной звезды с большой долей вероятности происходит в области своего рождения (Краутер, 2012). Области звездообразования характеризуются относительно высокими плотностями межзвездного газа. Поэтому возможна ситуация, в которой излучение гамма-всплеска проходит через плотное молекулярное облако. Ряд исследований был посвящен взаимодействию интенсивного излучения гамма-всплеска с межзвездным газом вблизи источника всплеска (см., например, Дрейн, Хао, 2002; Перна, Лаззати, 2002; Перна и др., 2003; Лаззати, Перна, 2003; Барков, Бисноватый-Коган, 2005а,б; Бадьин и др., 2010). В каждой из этих работ рассматривался один из аспектов задачи. В частности, Барков, Бисноватый-Коган (2005а,б) рассматривали эффект излучения гамма-всплеска на молекулярный газ на расстоянии до 1.5 пк от источника всплеска. На таких расстояниях имеют место полная ионизация газа рентгеновским и гамма-излучением и нагрев до высоких температур, $T_g \gtrsim 10^4$ К. В нашей работе исследуется эффект излучения гамма-всплеска на молекулярный газ на больших расстояниях от источника всплеска — несколько парсек и больше. Численный метод, который используется в нашей работе, аналогичен подходу Дрейна, Хао (2002). Дрейн, Хао (2002) в своей модели рассматривали УФ-излучение гамма-всплеска (“быстрое” оптическое излучение), при этом ионизация ионов металлов не рассматривалась в их модели. В нашей модели учитываются УФ- и рентгеновское излучения гамма-всплеска, и показано, что

ионизация ионов металлов должна учитываться для определения ионизационной структуры облака. Цель данной работы — определить компоненты газа (H_2 , He, ионы металлов, пыль), которые вносят основной вклад в поглощение излучения послесвечения гамма-всплеска в оптическом и рентгеновском диапазонах длин волн.

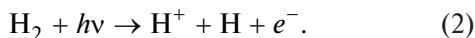
ПРОЦЕССЫ ИОНИЗАЦИИ И ДИССОЦИАЦИИ

Процессы фотоионизации

Основным каналом фотоионизации H_2 является реакция



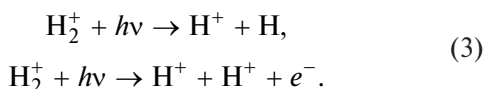
Аппроксимация зависимости сечения этой реакции от энергии фотона приводится в работе Яна и др. (1998, 2001). Отношение сечений фотоионизации H_2 и H в пределе высоких энергий равно 2.8. Другим каналом фотоионизации H_2 является ионизация, сопровождающаяся диссоциацией:



В работе Чанга и др. (1993) приводятся экспериментальные значения сечений реакции (2) для энергий фотонов 18–124 эВ. При этом измеренные значения сечений включают вклад двойной фотоионизации H_2 , который составляет около 20% для энергий фотонов около 100 эВ. В расчетах пренебрегается вкладом двойной фотоионизации. Сечение диссоциативной фотоионизации составляет около 25–30% от сечения ионизации (1). Также в расчетах скорости ионизации молекулы H_2 пренебрегается зависимостью сечения ионизации от колебательно-вращательного состояния молекулы.

В расчетах сечений фотоионизации атомов H и ионов HeII использовалось точное квантово-механическое выражение (Остерброк, Ферланд, 2006). Для расчета сечений фотоионизации нейтрального атома HeI и ионов металлов использовались аппроксимации сечений, опубликованные в работах Вернера, Яковлева (1995), Вернера и др. (1996). Ионизация внутренних оболочек ионов металлов сопровождается испусканием Оже-электронов. Вероятности испускания электронов в результате Оже-эффекта были взяты из работы Каастра, Меве (1993).

В модели учитывались фотодиссоциация и фотоионизация иона H_2^+ :



Для фотодиссоциации H_2^+ использовалась аппроксимация энергетической зависимости сечения

из работы Дрейна, Хао (2002), которая получена на основе экспериментальных данных из работы вон Басча, Данна (1972). Сечение фотодиссоциации H_2^+ усреднено по распределению молекул по колебательно-вращательным энергетическим уровням. Сечение фотодиссоциации H_2^+ не имеет порога по энергии, и поэтому данный процесс вносит вклад в поглощение излучения в оптическом и УФ-диапазонах длин волн (Перна и др., 2003). Для фотоионизации H_2^+ использовались сечения реакции, рассчитанные в работе Архипова и др. (2018).

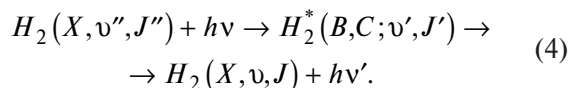
Заметим, что аппроксимация сечения фотоионизации HeI, приведенная в работе Дрейна, Хао (2002), превышает сечение из работы Вернера и др. (1996) более чем на порядок для $E \gtrsim 1$ кэВ.

Комптоновская ионизация

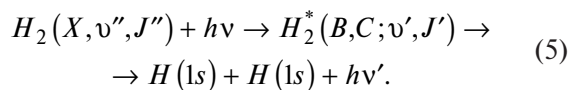
Сечения комптоновского рассеяния фотона на электронах, связанных в атомах H и He и молекуле H_2 , были взяты из работы Хаббелла и др. (1975). Для энергий фотонов $E_\gamma > 3\text{--}5$ кэВ эти сечения приближаются к сечению Клейна–Нишины–Тамма. Именно при таких энергиях фотонов комптоновская ионизация становится основным процессом ионизации H, He, H_2 . Сечение комптоновской ионизации ионов металлов вычислялось с помощью формулы для сечения комптоновского рассеяния на свободных электронах.

Фотодиссоциация H_2 через поглощение в полосах Лаймана и Вернера

Излучение в УФ-диапазоне длин волн поглощается молекулами H_2 в линиях полос Лаймана и Вернера. Характерное время жизни молекулы H_2 в возбужденных электронных состояниях $B^1\Sigma_u^+$ и $C^1\Pi_u^\pm$ составляет $\sim 10^{-9}$ с. Поэтому молекула H_2 быстро переходит из возбужденного в основное электронное состояние:

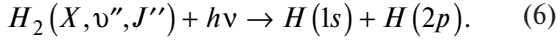


Возможен также процесс, когда возбужденная молекула H_2 переходит в колебательно-вращательный континуум основного электронного состояния, этот процесс диссоциации молекулы H_2 называется процессом Соломона:



Доля актов возбуждения молекул H_2 , которые приводят к диссоциации, составляет в среднем около 15% (Дрейн, Бертольди, 1996).

Прямая фотодиссоциация молекулы H_2 осуществляется в результате перехода молекулы из основного электронного состояния $X^1\Sigma_g^+$ в колебательно-вращательный континуум возбужденных электронных состояний:



В работе Гэя и др. (2012) рассчитаны сечения процесса (6) для переходов с уровней (v'', J'') основного электронного состояния в континуум электронных состояний $B^1\Sigma_u^+$ и $C^1\Pi_u$.

ОПИСАНИЕ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ

Интенсивность излучения гамма-всплеска

Излучение активной фазы гамма-всплеска характеризуется двумя основными параметрами: полная изотропная энергия излучения $E_{\gamma, \text{iso}}$ и энергия максимума E_{peak} энергетического спектра νF_ν в собственной системе отсчета источника гамма-всплеска. Параметр $E_{\gamma, \text{iso}}$ определяется как полная энергия излучения гамма-всплеска в диапазоне $1-10^4$ кэВ в предположении изотропного распределения излучения. Корреляция между параметрами $E_{\gamma, \text{iso}}$ и E_{peak} называется соотношением Амати (Амати, 2006). В нашей модели мы выбрали значения $E_{\gamma, \text{iso}} = 5 \times 10^{52}$ эрг, $E_{\text{peak}} = 350$ кэВ (Нава и др., 2012; Цветкова и др., 2021). Спектральная плотность потока излучения аппроксимировалась с помощью функции Бэнда (Бэнд и др., 1993). Были выбраны следующие значения индексов для степенного спектра при низких и высоких энергиях: $\alpha = -1$ и $\beta = -2.3$ соответственно (Канеко и др., 2006; Нава и др., 2011). Зависимость интенсивности излучения от времени состоит из возрастающей линейной функции ($0 \leq t \leq t_0 = 1$ с) и экспоненциального спада с характерным временем $t_{\text{exp}} = 5$ с.

Изотропная кинетическая энергия ударной волны E_K для гамма-всплеска может быть оценена из наблюдаемой интенсивности и длительности послесвечения. Сумма $E_{\gamma, \text{iso}} + E_K$ характеризует полную начальную энергию взрыва. Эффективность излучения гамма-всплеска η определяется как отношение энергии излучения активной фазы $E_{\gamma, \text{iso}}$ к полной энергии взрыва. Оценки параметра η из данных наблюдений гамма-всплесков лежат в широком диапазоне от $\eta \lesssim 0.1$ до $\eta \approx 0.9$ (Жанг и др., 2007; Беньямини и др., 2016). В наших расчетах полагалось $E_K = 2.5 \times 10^{53}$ эрг и $\eta = 0.17$. Спектральная плотность потока послесвечения и его зависимость от времени моделировались с помощью программы *afterglowpy* (Райан и др., 2020). Были выбраны следующие параметры, которые используются для моделирования излучения послесвечения гамма-всплеска: доля энергии головной ударной

волны, заключенная в магнитном поле, $\epsilon_B = 10^{-4}$ (Сантана и др., 2014; Барниол Дуран, 2014), доля энергии, заключенная в электронах, $\epsilon_e = 0.1$ (Нава и др., 2014; Беньямини, ван дер Хорст, 2017), показатель степени в распределении электронов по энергиям $p = 2.3$ (Курран и др., 2010; Райан и др., 2015), полуугол раствора джета $\theta_j = 0.1$ рад (Райан и др., 2015; Голдштейн и др., 2016). Плотность среды в непосредственной близости от гамма-всплеска считается постоянной и равна $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$ (Панайтеску, Кумар, 2002). Наблюдатель находится на оси джета. Наша модель излучения послесвечения в *afterglowpy* не включает инжекцию энергии в ударную волну.

Вспышка оптического излучения наблюдается одновременно или сразу по завершении гамма-излучения активной фазы всплеска (Оганесян и др., 2023). Одно из возможных объяснений — это синхротронное излучение обратной ударной волны, которое генерируется на начальной стадии распространения джета во внешней среде. В нашей модели поток излучения оптической вспышки аппроксимировался следующей функцией от времени (Накар, Пирани, 2004):

$$F_{\text{opt}} = F_{0, \text{opt}} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-s\alpha_1} + \frac{1}{2} \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-s\alpha_2} \right]^{-(1/s)}, \quad (7)$$

где параметры $\alpha_1 = 0.5$, $\alpha_2 = -2$, $s = 2$; t_0 — время, когда поток излучения достигает максимума; $F_{0, \text{opt}}$ — поток излучения в оптическом диапазоне в момент времени t_0 . В нашей модели $t_0 = 10$ с (в собственной системе отсчета). Для оценки изотропной светимости оптической вспышки мы использовали результаты работ Накара, Пирани (2004, 2005). Для параметров, представленных в табл. 1, имеем

$$L_0 = 4\pi D_L^2 F_{0, \text{opt}} \approx 3 \times 10^{32} \text{ эрг с}^{-1} \text{ Гц}^{-1}, \quad (8)$$

где D_L — фотометрическое расстояние от источника гамма-всплеска до наблюдателя. Зависимость светимости от частоты полагается следующей:

$$L(\nu) = L_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^\beta, \quad (9)$$

где $\nu_0 = 5.4 \times 10^{14}$ Гц, $\beta = 1$. Выбранное в нашей работе значение L_0 в $\oplus 500$ раз меньше светимости оптической вспышки ярких гамма-всплесков GRB 990123 (Акерлоф и др., 1999) и GRB 210619B (Оганесян и др., 2023) и приблизительно в 15 раз меньше значения, используемого в расчетах Дрейна, Хао (2002).

Таблица 1. Параметры излучения гамма-всплеска

Излучение активной фазы	Значение
Изотропная энергия, $E_{\gamma, \text{iso}}$	5×10^{52} эрг
Энергия максимума, E_{peak}	350 кэВ
α	-1
β	-2.3
Послесвечение	
Кинетическая энергия джета, E_K	2.5×10^{53} эрг
Доля энергии, заключенная в магнитном поле, ϵ_B	10^{-4}
Доля энергии, заключенная в электронах, ϵ_e	0.1
Показатель степени в распределении электронов, p	2.3
Полуугол раствора джета, θ_j	0.1 рад
Плотность среды, n_0	1 см^{-3}
Оптическая вспышка	
Максимальная изотропная светимость в оптическом диапазоне, L_0	$3 \times 10^{32} \text{ эрг с}^{-1} \text{ Гц}^{-1}$
Время, когда достигается максимум светимости, t_0	10 с

На рис. 1 показана изотропная светимость компонентов излучения гамма-всплеска (излучение активной фазы, оптическая вспышка и послесвечение) для моментов времени 1, 10, 10^2 , 10^3 с после начала гамма-всплеска. Оптическая вспышка является наиболее интенсивной компонентой излучения в оптическом и УФ-диапазонах длин волн на временах $t < 20$ с. Светимости обратной и головной ударных волн зависят от микрофизических параметров джета. В частности, светимость L_0 пропорциональна доле энергии, заключенной в магнитном поле ϵ_B (Накар, Пиран, 2005). А оценки параметра ϵ_B для головной ударной волны варьируются в широком диапазоне для различных гамма-всплесков, $10^{-8} \lesssim \epsilon_B \lesssim 10^{-1}$ (Сантана и др., 2014).

Модель газопылевого облака

В численной модели излучение гамма-всплеска распространяется в однородном облаке, которое располагается на некотором малом расстоянии от

Таблица 2. Параметры молекулярного облака

Расстояние от источника гамма-всплеска до границы облака	1 пк
Плотность газа в облаке, $n_{\text{H,tot}}$	10^3 см^{-3}
Начальное отношение концентраций орто- и пара- H_2	0.5
Скорость турбулентных движений, v_{turb}	5 км/с
Металличность, $[\text{M}/\text{H}]$	0, -1, -2
Доля металлов (Mg, Si, Fe), заключенных в пыли	0.99
Отношение масс пыли и газа (для $[\text{M}/\text{H}] = 0$)	0.004

Таблица 3. Распространенность химических элементов относительно ядер водорода ($[\text{M}/\text{H}] = 0$)

He	0.09	Mg	3.16×10^{-5}
C	2.95×10^{-4}	Si	3.16×10^{-5}
N	7.08×10^{-5}	S	1.41×10^{-5}
O	5.37×10^{-4}	Fe	3.16×10^{-5}
Ne	1.41×10^{-4}		

источника гамма-всплеска. Источник излучения гамма-всплеска находится в начале координат и в расчетах полагается точечным — расстояние, которое проходит джет в модели фэйрбола за рассматриваемый период времени (10^5 с), много меньше радиуса ионизации облака (Лаззати и др., 2001). Плотность газа в единицах концентрации ядер водорода $n_{\text{H,tot}}$ была выбрана равной 10^3 см^{-3} . В начальный момент времени атомы водорода заключены в молекулы H_2 . Параметры молекулярного облака приведены в табл. 2. В расчетах учитываются химические элементы H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Fe. Распространенность гелия принята равной 0.09. Распространенность металлов соответствует распространенности в Солнечной системе, и делается поправка на принятое значение металличности $[\text{M}/\text{H}] \equiv \log_{10}(Z/Z_{\odot})$. Результаты расчетов, показанные на рисунках, соответствуют значению параметра $[\text{M}/\text{H}] = 0$; результаты расчетов для значений металличности $[\text{M}/\text{H}] = -1$ и -2 обсуждаются в тексте статьи. Распространенность химических элементов в случае $[\text{M}/\text{H}] = 0$ приведена в табл. 3 (Лоддерс, 2021). В начальный момент все атомы и молекулы H_2 находятся в нейтральном состоянии, концентрация атомов H равна 0.

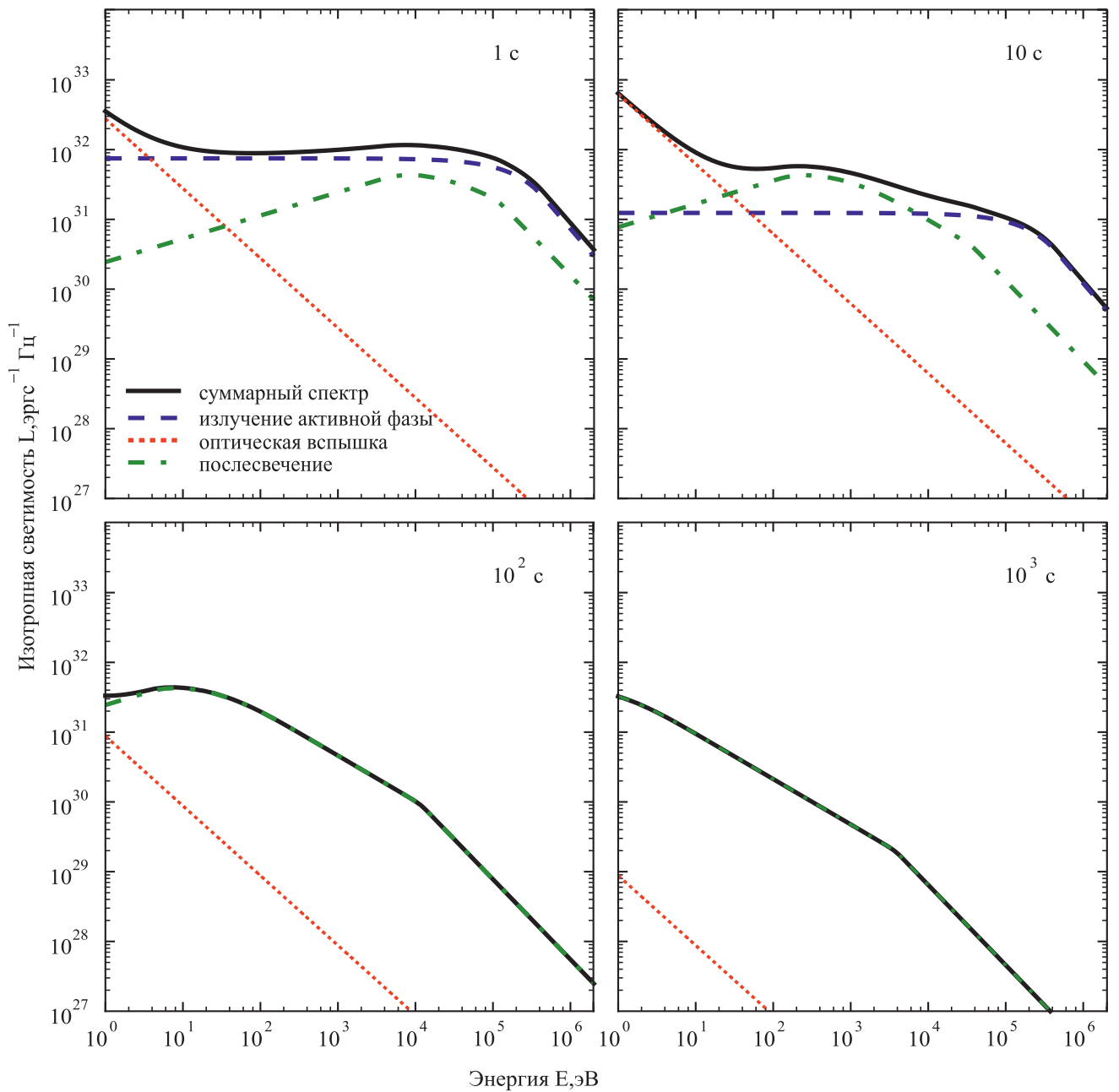


Рис. 1. Спектральная плотность светимости для разных компонент излучения гамма-всплеска (излучение активной фазы, оптической вспышки и послесвечения). По оси абсцисс отложена энергия фотонов в эВ, по оси ординат приведены значения изотропной спектральной плотности светимости в $\text{эрг с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$ (т.е. в предположении, что излучение распространяется в полный телесный угол 4π). На графиках показана спектральная плотность светимости для четырех различных моментов времени: 1, 10, 10^2 , 10^3 с.

Характерное время ионизации газа излучением гамма-всплеска на расстоянии 1 пк и меньше составляет 1–3 с. Для сокращения времени счета программы численное моделирование ионизации газа производилось для расстояний $R > R_{\min} = 1$ пк. Облако разбивается на сферические слои одинаковой

толщины ΔR . Каждый слой характеризуется внутренним радиусом R_j (расстояние от источника до внутренней границы слоя) и средним радиусом $\bar{R}_j = (R_j + R_{j+1}) / 2$. Толщина слоя выбиралась равной $\Delta R = 5 \times 10^{16}$ см. Для каждого радиуса R определим запаздывающее время $t_r = t - R / c$,

где t — время, прошедшее с момента испускания гамма-всплеска. Запаздывающее время $t_r = 0$ соответствует моменту времени, когда фронт излучения гамма-всплеска доходит до слоя облака на расстоянии R .

Расчет оптических толщин и скоростей фотоионизации и фотодиссоциации

В расчетах рассматривается диапазон электромагнитного излучения от 1 эВ до 1 МэВ. Диапазон разбивается на интервалы, длины которых подчиняются геометрической прогрессии. Всего рассматривается 600 интервалов, по 100 интервалов на каждый порядок по частоте. Оптическая толщина для слоя облака j складывается из суммы оптических толщин за счет нескольких процессов:

$$\begin{aligned} \Delta\tau_j = & \Delta\tau_{\text{dust},j} + \sum_{\alpha} \Delta\tau_{\text{H}_2,\alpha,j} + \sum_X \sum_a \Delta\tau_{X^{+a}} + \\ & + \Delta\tau_{\text{H}_2,j} + \Delta\tau_{\text{H}_2^+,j} + \Delta\tau_{\text{H},j} + \\ & + \Delta\tau_{\text{He},j} + \Delta\tau_{\text{He}^+,j} + \Delta\tau_{e^-,j}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\Delta\tau_{\text{dust},j}$ — оптическая толщина слоя облака за счет поглощения на пыли, $\Delta\tau_{\alpha,j}$ — оптическая толщина слоя за счет связанно-связанных переходов полос Лаймана и Вернера молекулы H_2 , $\Delta\tau_{X^{+a}}$ — оптическая толщина за счет фотоионизации и комптоновской ионизации ионов металла X в ионизационном состоянии $+a$ в газовой фазе (где X — это один из C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Fe), $\Delta\tau_{e^-,j}$ — комптоновское рассеяние на свободных электронах. Оптические толщины $\Delta\tau_{\text{H}_2,j}$, $\Delta\tau_{\text{H}_2^+,j}$, $\Delta\tau_{\text{H},j}$, $\Delta\tau_{\text{He},j}$ и $\Delta\tau_{\text{He}^+,j}$ учитывают процессы фотоионизации и комптоновской ионизации для H, H_2 , H_2^+ , He, He^+ , а также процессы фотодиссоциации для H_2 и H_2^+ . Оптическая толщина от источника гамма-всплеска до внутренней границы слоя облака j равна сумме вкладов в оптическую толщину всех слоев облака, предшествующих слою j :

$$\tau_{j-1}(v, t_r) = \sum_{i=1}^{j-1} \Delta\tau_i(v, t_r), \quad (11)$$

где при суммировании по слоям оптическая толщина вычисляется в один и тот же момент запаздывающего времени t_r .

Оптическая толщина слоя облака j для каждого из процессов фотоионизации, фотодиссоциации и комптоновской ионизации равна

$$\Delta\tau_{X,j} = n_X^j \sigma_X(v) \Delta R, \quad (12)$$

где n_X^j — концентрация ионов-мишеней (молекул) сорта X в слое облака j , $\sigma_X(v)$ — сечение рассматриваемой реакции. Средняя скорость ионизации (или фотодиссоциации) с участием ионов (молекул) сорта X — число событий в единицу времени и на одну частицу сорта X — рассчитывалась по формуле (Дрейн, Хао, 2002):

$$k_X^j = \frac{1}{4\pi R_j^2} \int_{v_0}^{\infty} dv \frac{L(v)}{hv} e^{-\tau_{j-1}} \frac{1 - e^{-\Delta\tau_j}}{\Delta\tau_j} \sigma_X(v). \quad (13)$$

Пусть $n_{X,a}^j$ — концентрация ионов химического элемента X в ионизационном состоянии $+a$ в слое облака j . Изменение во времени концентрации ионов X^{+a} определяется системой уравнений:

$$\frac{dn_{X,a}^j}{dt} = -k_{X,a}^j n_{X,a}^j + \sum_{b=0}^{a-1} P_{X,a,b} k_{X,b}^j n_{X,b}^j + k_{\text{vap},X,a}^j, \quad (14)$$

где $k_{X,a}^j$ — скорость фотоионизации (включая комптоновскую ионизацию) ионов X^{+a} , $P_{X,a,b}$ — вероятность испускания $a - b - 1$ электронов в результате Оже-эффекта после фотоионизации иона X^{+b} , $k_{\text{vap},X,a}^j$ — скорость высвобождения химических элементов в результате испарения частиц пыли (см. следующий раздел). Скорость фотоионизации иона X^{+b} рассчитывалась для каждой из внутренних электронных оболочек, и на основе этих данных вычислялись вероятности $P_{X,a,b}$. Ионизацией ионов в столкновениях с электронами можно пренебречь, так как в нашей работе мы исследуем области газа за ионизационным фронтом с относительно низкой степенью ионизации. В частности, сечение столкновительной ионизации CI составляет $\sim 10^{-16}$ см² для энергий электронов $E \sim 15 - 10^3$ эВ (Брук и др., 1978). Характерное время ионизации составляет $\sim 10^7$ с для концентрации электронов 1 см⁻³ и энергии $E = 1$ кэВ. Это время много больше интервала времени, который рассматривается в нашей работе. Скорости рекомбинации ионов также малы для рассматриваемых плотностей газа (Перна, Лоеб, 1998; Лаззати и др., 2001).

Модель пыли

В начальный момент времени частицы пыли имеют одинаковый радиус $r_d = 0.1$ мкм. Плотность материала пыли равна $\rho_d = 3.5$ г/см³, а химический состав вещества пыли был выбран MgFeSiO_4 . Отношение масс, заключенных в пылевых частицах и в газе, определяется металличностью и деплецией металлов на пыли. Значение деплеции металлов на пыли было выбрано равным 0.99 (произвольное значение, близкое к 1). Для металличности $[\text{M}/\text{H}] = 0$, отношение масс пыли и газа составляет 0.004 в начальный момент

(в нашей модели учитывалась только силикатная пыль, а атомы металлов, которые не входят в состав пылевых частиц, находятся в газовой фазе).

Оптическая толщина слоя облака за счет поглощения и рассеяния излучения на частицах пыли радиуса r_d равна

$$\Delta\tau_{\text{dust},j} = \pi r_d^2 [Q_{\text{abs}}(r_d, \nu) + Q_{\text{sca}}(r_d, \nu)] n_d \Delta R, \quad (15)$$

где $Q_{\text{abs}}(r_d, \nu)$ и $Q_{\text{sca}}(r_d, \nu)$ — сечения поглощения и рассеяния, нормированные на геометрическое сечение частицы пыли, n_d — концентрация частиц пыли в газопылевом облаке. Сечения поглощения и рассеяния света на частицах пыли для длин волн в оптическом и УФ-диапазонах были рассчитаны в работах Лаор, Дрейн (1993) и Вейнгартнер, Дрейн (2001). Сечения поглощения и рассеяния в рентгеновском диапазоне длин волн были рассчитаны в работе Дрейна (2003). Данные по сечениям для энергий фотонов $h\nu \leq 1240$ эВ были доступны на интернет-странице проф. Дрейна¹. Для больших энергий фотонов использовалась экстраполяция сечений степенной функцией от энергии (Дрейн, Хао, 2002; Дрейн, 2003). Ионизация частиц пыли в результате поглощения излучения не учитывалась. В рентгеновском диапазоне длина волны фотона мала по сравнению с размерами пылинок, и рассеяние происходит преимущественно вперед. При рассеянии фотона на угол, меньше некоторого θ_{min} , можно считать, что фотон не покинул основной импульс гамма-всплеска. Согласно оценкам, приведенным в работе Дрейна, Хао (2002), $\theta_{\text{min}} \sim 5-10'$. Слагаемое, соответствующее рассеянию, опускалось в выражении (15) для энергий фотонов $h\nu > 5$ кэВ (Дрейн, Хао, 2002; Дрейн, 2003).

Для оценки скорости испарения частиц пыли использовалась приближенная формула (Гухатхакурта, Дрейн, 1989; Ваксман, Дрейн, 2000):

$$\frac{dr_d}{dt} = - \left(\frac{m_d}{\rho_d} \right)^{1/3} v_0 \exp \left(- \frac{B}{k_B T_d} \right), \quad (16)$$

где T_d — температура пыли, ρ_d — плотность материала, из которого состоят пылинки, m_d — средняя атомная масса вещества пыли, $B/k_B = 7 \times 10^4$ К — энергия химической связи на один атом, $v_0 = 10^{15}$ с⁻¹. Температура пыли T_d определяется из уравнения баланса скоростей нагрева и охлаждения частиц пыли:

$$C_d \frac{dT_d}{dt} = G_{\text{GRB}} + G_{\text{rad}} + G_{\text{vap}}, \quad (17)$$

где G_{GRB} — нагрев частиц пыли излучением гамма-всплеска, G_{rad} — охлаждение частиц пыли за

счет собственного излучения, G_{vap} — охлаждение частиц пыли за счет испарения, C_d — теплоемкость частицы пыли. Скорость нагрева частиц пыли излучением гамма-всплеска в центре слоя j равна (нормированная на одну частицу)

$$G_{\text{GRB}} = \frac{1}{4\pi R_j^2} \int_0^\infty d\nu L(\nu) e^{-\tau_{j-1} - 0.5\Delta\tau_j} Q_{\text{abs}} \pi r_d^2. \quad (18)$$

Скорость охлаждения частиц пыли за счет собственного излучения равна

$$G_{\text{rad}} = -4\pi \int_0^\infty B(\nu, T_d) Q_{\text{abs}} \pi r_d^2 d\nu, \quad (19)$$

где $B(\nu, T_d)$ — интенсивность излучения абсолютно черного тела. Скорость охлаждения частицы пыли за счет испарения равна

$$G_{\text{vap}} = -4\pi r_d^2 \left| \frac{dr_d}{dt} \right| \frac{B\rho_d}{m_d}. \quad (20)$$

Теплоемкость частиц пыли C_d полагалась равной $3k_B N$, где N — число атомов в частице пыли. Погрешность этого приближения для силикатной пыли менее 10% для температуры пыли $T_d > 600$ К (Дрейн, Ли, 2001). В расчетах не учитывалось разрушение пыли за счет отрыва ионов от сильно заряженной частицы пыли. Согласно оценкам Дрейна, Хао (2002), Перна, Лазатти (2002), этот механизм разрушения пыли важен на расстоянии $R \lesssim 1-5$ пк от источника гамма-всплеска (оценка расстояния зависит от флюенса фотонов рентгеновского излучения). В то же время, нагрев частиц пыли за счет поглощения излучения в оптическом и УФ-диапазонах длин волн приводит к сублимации пылинок на расстояниях $R \lesssim 10$ пк (для параметров гамма-всплеска и газопылевого облака, рассматриваемых в нашей модели).

Скорость высвобождения атомов в газовую фазу в результате испарения частиц пыли равна

$$k_{\text{vap},X,a} = 4\pi r_d^2 \left| \frac{dr_d}{dt} \right| \frac{\rho_d n_d}{m_d} \frac{l}{7}, \quad (21)$$

где $l = 1$ для Mg, Fe, Si; $l = 4$ для O; $l = 0$ для остальных химических элементов и для ионизационных состояний $a > 0$ (предполагается, что с поверхности пыли испаряются нейтральные атомы).

Связанно-связанные переходы H_0 в полосах Лаймана и Вернера

Система уравнений для населенностей колебательно-вращательных уровней основного электронного состояния молекулы H_2 имеет вид

¹ <https://www.astro.princeton.edu/~draine/dust/dust.html>

$$\frac{dn_l}{dt} = \sum_{m \neq l} \beta_{lm} n_m - n_l \left(\sum_{m \neq l} \beta_{ml} + \beta_{\text{diss},l} \right) - n_l k_{\text{H}_2,l} + \sum_{m > l} A_{lm} n_m - n_l \sum_{m < l} A_{ml}, \quad (22)$$

где n_l — концентрация молекул H_2 на энергетическом уровне l , β_{lm} — эффективная скорость перехода $m \rightarrow l$ за счет фотовозбуждения электронных состояний H_2 и радиационного перехода обратно в основное электронное состояние, $\beta_{\text{diss},l}$ — скорость диссоциации молекул H_2 за счет распадов возбужденных состояний в колебательный континуум основного электронного состояния, $k_{\text{H}_2,l}$ — скорость разрушения молекулы H_2 в реакциях фотоионизации, прямой фотодиссоциации, комптоновской ионизации, A_{lm} — коэффициенты Эйнштейна для спонтанного радиационного перехода с энергетического уровня m на уровень l (внутри основного электронного состояния молекулы). Зависимость параметра $k_{\text{H}_2,l}$ от энергетического уровня H_2 учитывалась только для прямой фотодиссоциации (Гэй и др., 2012). Переходы за счет столкновений молекул друг с другом не важны для плотностей газа и периода времени, рассматриваемых в нашей работе (Боссион и др., 2018; Ван и др., 2018).

Эффективная скорость перехода с уровня m на уровень l за счет фото-возбуждения электронных состояний H_2 равна

$$\beta_{lm} = \sum_u \frac{A_{lu}}{A_{\text{tot},u}} \zeta_{um}, \quad (23)$$

где ζ_{um} — скорость фотовозбуждения с уровня m на уровень u возбужденного электронного состояния, A_{lu} — вероятность перехода с уровня u на уровень l за счет спонтанного излучения, $A_{\text{tot},u}$ — полная вероятность распада уровня за счет спонтанного излучения, которая также включает вероятность перехода в колебательный континуум основного электронного состояния $A_{\text{vc},u}$:

$$A_{\text{tot},u} = \sum_l A_{lu} + A_{\text{vc},u}. \quad (24)$$

Скорость фотодиссоциации H_2 в процессе Со-ломона равна

$$\beta_{\text{diss},m} = \sum_u \frac{A_{\text{vc},u}}{A_{\text{tot},u}} \zeta_{um}. \quad (25)$$

Ширина по частоте каждой линии из полос Лаймана и Вернера много уже ширины интервалов, на которые разбивается шкала частот фотонов в вычислениях. Учет ослабления интенсивности излучения производится с помощью метода

эквивалентной ширины линии. Пусть радиационный переход α связывает уровень l основного электронного состояния и уровень u возбужденного электронного состояния молекулы H_2 . Безразмерная эквивалентная ширина линии α на расстоянии R_j от начала координат равна (Дрейн, 2011)

$$W_{ul}(R_j) = \int \frac{dv}{v} \left\{ 1 - \exp \left[-N_l(R_j) \sigma_{ul}(v) \right] \right\}, \quad (26)$$

где $\sigma_{ul}(v)$ — сечение поглощения фотонов в линии α в зависимости от частоты, $N_l(R_j)$ — лучевая концентрация молекул H_2 , находящихся на энергетическом уровне l :

$$N_l(R_j) = \sum_{i=1}^{j-1} n_l^i \Delta R, \quad (27)$$

где n_l^i — концентрация молекул H_2 , находящихся на энергетическом уровне l , в слое облака i . Значения n_l^i в слоях облака берутся в одно и тоже запаздывающее время t_r . Скорость фотовозбуждения молекул H_2 за счет поглощения фотонов в линии α в слое облака j равна (Дрейн, Бертольди, 1996; Дрейн, Хао, 2002):

$$\zeta_{ul}(N_l) = \frac{L(v) e^{-\tau_{j-1}}}{4\pi R_j^2 h} \frac{\Delta W_{ul}}{\Delta N_l}, \quad (28)$$

где приращения лучевой концентрации ΔN_l и эквивалентной ширины ΔW_{ul} за счет поглощения в слое j равны

$$\Delta N_l = n_l^j \Delta R, \quad \Delta W_{ul} = W_{ul}(R_{j+1}) - W_{ul}(R_j). \quad (29)$$

Вклад линии α в оптическую толщину для интервала частот $[v_0, v_0 + \Delta v]$, которому принадлежит линия α , равен (Дрейн, Бертольди, 1996; Дрейн, Хао, 2002)

$$\Delta \tau_{\alpha,j} = \frac{\Delta W_{ul}}{\ln(1 + \Delta v / v_0)}. \quad (30)$$

Для расчета эквивалентной ширины использовались аппроксимации, опубликованные в работе Роджерса, Вильямса (1974).

Расчет населенностей производился для 301 колебательно-вращательного уровня основного электронного состояния $X^1\Sigma^+$ молекулы H_2 . Энергии колебательно-вращательных уровней основного электронного состояния $X^1\Sigma^+$ и возбужденных электронных состояний $B^1\Sigma_u^+$, $C^1\Pi_u^+$, а также коэффициенты Эйнштейна для переходов $X^1\Sigma^+ \leftarrow B^1\Sigma_u^+$, $X^1\Sigma^+ \leftarrow C^1\Pi_u^+$ были взяты из файлов с данными кода CLOUDY (Шоу и др., 2005; Ферланд и др., 2017). Коэффициенты Эйнштейна для переходов внутри основного электронного

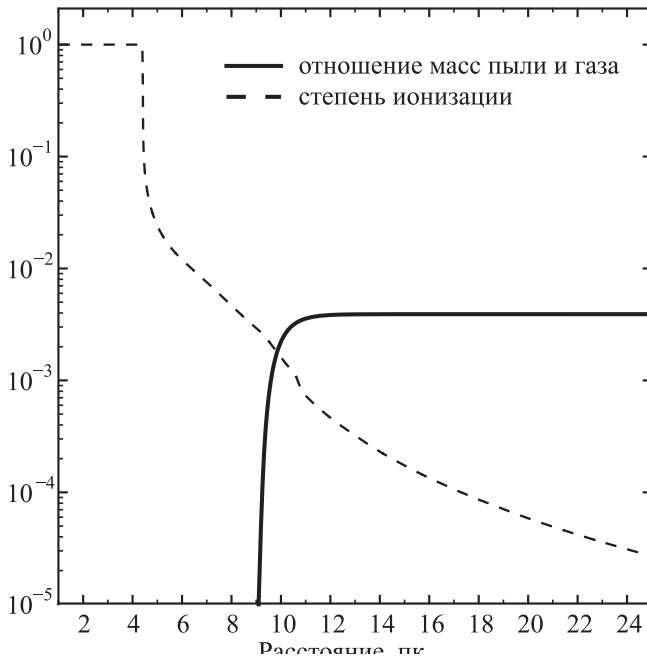


Рис. 2. Зависимость степени ионизации χ_i и отношения масс пыли и газа от расстояния до источника гамма-всплеска. Для каждого расстояния приведены значения величин в один и тот же момент запаздывающего времени $t_{\max} = 10^5$ с.

состояния молекулы были взяты из работы Волниевича и др. (1998). Поглощение в линиях других атомов и молекул, отличных от H_2 , не учитывалось.

Численные расчеты

Для энергий меньше 13.6 эВ (порог ионизации H), основной вклад в оптическую толщину вносят поглощение на пыли, фотоионизация атомов металлов с низким потенциалом ионизации (Cl, MgI, SiI, SI, FeI), поглощение H_2 в полосах Лаймана и Вернера. Для энергий фотонов больше 13.6 эВ главный вклад в оптическую толщину вносят процессы фотоионизации H, H_2 и He и фотодиссоциации H_2 . Для энергий фотонов $0.5 \lesssim h\nu \lesssim 10$ кэВ, поглощение и рассеяние на пыли и фотоионизация ионов металлов в газовой фазе снова становятся существенными. Для этих энергий фотонов главный вклад в сечение фотоионизации ионов металлов вносит фотоионизация внутренних электронных оболочек ионов. При больших энергиях основным процессом рассеяния фотонов является комптоновская ионизация H, H_2 и He. В процессе фотоионизации, фотодиссоциации H_2 и испарения частиц пыли, вклад различных составляющих среды в оптическую толщину меняется. В частности, при разрушении молекулы H_2 образуется атомарный водород, и фотоионизация атомов H вносит главный вклад

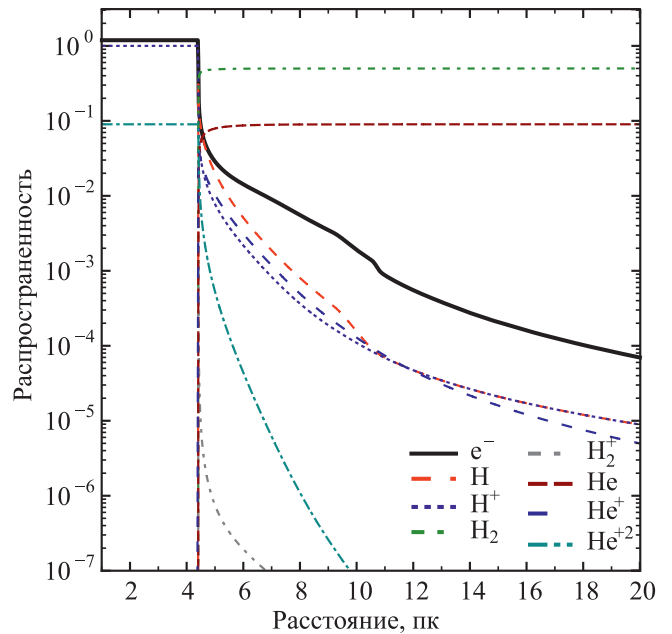


Рис. 3. Зависимость распространенности H, He, H_2 и их ионов от расстояния до источника гамма-всплеска (в момент запаздывающего времени $t_{\max} = 10^5$ с).

в оптическую толщину для фотонов с энергией $13.6 \leq E \leq 15.4$ эВ.

Численные расчеты проводились по схеме, описанной в работах Перна и др. (2000); Дрейна, Хао (2002). Расчет временной зависимости концентрации ионов и химических соединений проводился последовательно для каждого слоя облака. Решалась система дифференциальных уравнений для населенностей энергетических уровней молекулы H_2 , концентраций ионов и химических соединений, для радиуса и температуры частиц пыли. Решение системы дифференциальных уравнений осуществлялось с помощью численного кода SUNDIALS CVODE v5.7.0 (Хиндмарш и др., 2005; Гарднер и др., 2022). Максимальное время, для которого проводилось моделирование составляет $t_{\max} = 10^5$ с. Интегрирование системы уравнений останавливалось раньше этого времени, если была достигнута полная ионизация газа. Критерий полной ионизации газа был выбран следующий:

$$n_{H_2} + n_{H_2^+} + n_H + n_{He} + n_{He^+} + \sum_X \sum_{a < a_{\max}} n_{X^{+a}} < 10^{-8} n_{H, \text{tot}}, \quad (31)$$

где в сумме по ионизационным состояниям металлов учитываются ионизационные состояния ниже максимального. В решении системы дифференциальных

уравнений для слоя облака j использовались значения оптической толщины $\tau_{j-1}(v, t_r)$ и лучевых концентраций молекулы H_2 $N_l(R_j, t_r)$, полученные в результате расчетов для слоев облака $i < j$.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Ионизационная структура облака

Определим степень ионизации газа как

$$x_i = \frac{n_e}{n_{e,\text{tot}}}, \quad (32)$$

где n_e — концентрация электронов в газе, $n_{e,\text{tot}}$ — полное число электронов в единице объема (как свободных электронов, так и связанных в ионах и молекулах). На рис. 2 показаны зависимости степени ионизации газа x_i и отношения масс пыли и газа от расстояния до источника гамма-всплеска в момент времени $t_{\text{max}} = 10^5$ с после начала гамма-всплеска (в один и тот же момент запаздывающего времени). На расстоянии $R_{\text{ion}} = 4.4$ пк от источника всплеска проходит граница между полностью ионизованным газом и нейтральным газом. Степень ионизации газа на этой границе падает в ≈ 30 раз и далее медленно спадает с расстоянием. В области, где $x_i \ll 1$, основным источником электронов в газе является ионизация атомов металлов.

Для энергий фотонов выше 13.6 эВ молекулярный газ является непрозрачным для излучения. Поэтому испарение пыли происходит в результате ее нагрева излучением в оптическом и УФ-диапазонах длин волн (см. также Дрейн, Хао, 2002). Скорость испарения частиц пыли имеет сильную зависимость от температуры пыли, которая, в свою очередь, зависит от интенсивности излучения. На расстояниях $R > R_d \approx 9 - 10$ пк интенсивность излучения недостаточно высока, и испарение частиц пыли не происходит. На меньших расстояниях имеет место полное испарение частиц пыли, при этом характерное время испарения составляет около 3–5 с от начала гамма-всплеска (нагрев и испарение частиц пыли происходит УФ-излучением оптической вспышки гамма-всплеска). Таким образом, ионизирующее излучение на расстояниях $R < R_d$ не экранировано пылью, которая уже успела испариться в первые секунды от начала гамма-всплеска. В этом случае степень ионизации газа зависит от флюенса ионизирующего излучения, но не от функциональной зависимости потока излучения от времени (Лаззати, Перна, 2002, 2003). Падение степени ионизации на расстояниях $\approx 9 - 11$ пк связано с уменьшением концентрации тяжелых металлов в газовой фазе (O, Mg, Si, Fe) для $R > R_d$, а также с переходом атомов углерода в нейтральное состояние (переход CII/CI). С увеличением расстояния

от источника гамма-всплеска возрастает относительный вклад комптоновской ионизации в концентрацию электронов в газе, который составляет около 15% на расстоянии 25 пк.

Распространенности атомов и молекул вычисляются по формуле

$$x_A = \frac{n_A}{n_{\text{H,tot}}}, \quad (33)$$

где n_A — концентрация атомов (молекул) сорта A . На рис. 3 показана распространенность молекул H_2 , H_2^+ , ионов H , H^+ , He , He^+ , He^{+2} и электронов в зависимости от расстояния до источника гамма-всплеска. Отношение концентраций $n_{\text{H}}/n_{\text{H}_2}$ равно ~ 1 на границе ионизованный/нейтральный газ в узкой области облака размером ~ 0.01 пк. Реакциями разрушения молекулярного водорода являются (i) фотоионизация H_2 ; (ii) диссоциативная фотоионизация H_2 ; (iii) комптоновская ионизация; (iv) прямая фотодиссоциация H_2 ; (v) механизм Соломона. Прямая фотодиссоциация и механизм Соломона разрушения H_2 эффективны на расстояниях меньше радиуса испарения пыли (вносят 40–50% в общее количество разрушенного H_2 при $R_{\text{ion}} < R < R_d$). На больших расстояниях скорость диссоциации H_2 быстро падает с расстоянием (УФ излучение экранируется пылью), и разрушение H_2 в основном обусловлено ионизацией. Главным механизмом разрушения H_2^+ является фотодиссоциация с образованием H и H^+ , поэтому при $R > R_d$ концентрация H равна концентрации H^+ (рис. 3). На расстояниях $R > 13$ пк комптоновская ионизация становится основным процессом разрушения H_2 .

Значение металличности газа не влияет на радиус ионизационного фронта. Радиус испарения пыли увеличивается с уменьшением металличности: $R_d \approx 12 - 13$ пк для $[\text{M}/\text{H}] = -1, -2$.

Распространенность ионов металлов

На рис. 4 показаны распространенности ионов металлов C, N, O, и Ne в зависимости от расстояния. Потенциал ионизации внешней электронной оболочки нейтрального атома CI составляет 11.2 эВ. Основной вклад в ионизацию атомов CI вносят фотоны УФ-диапазона с энергией, меньше потенциала ионизации атомарного водорода, $E < 13.6$ эВ. На определенном расстоянии от источника флюенс излучения в УФ диапазоне становится недостаточно высок для полной ионизации атомов CI, и углерод остается преимущественно нейтральным. Переход CII/CI является резким и происходит на расстоянии $R_C \approx 10 - 11$ пк, за фронтом испарения пыли (рис. 4). На расстояниях $R > R_C$, фотоионизация атомов CI происходит за счет ионизации

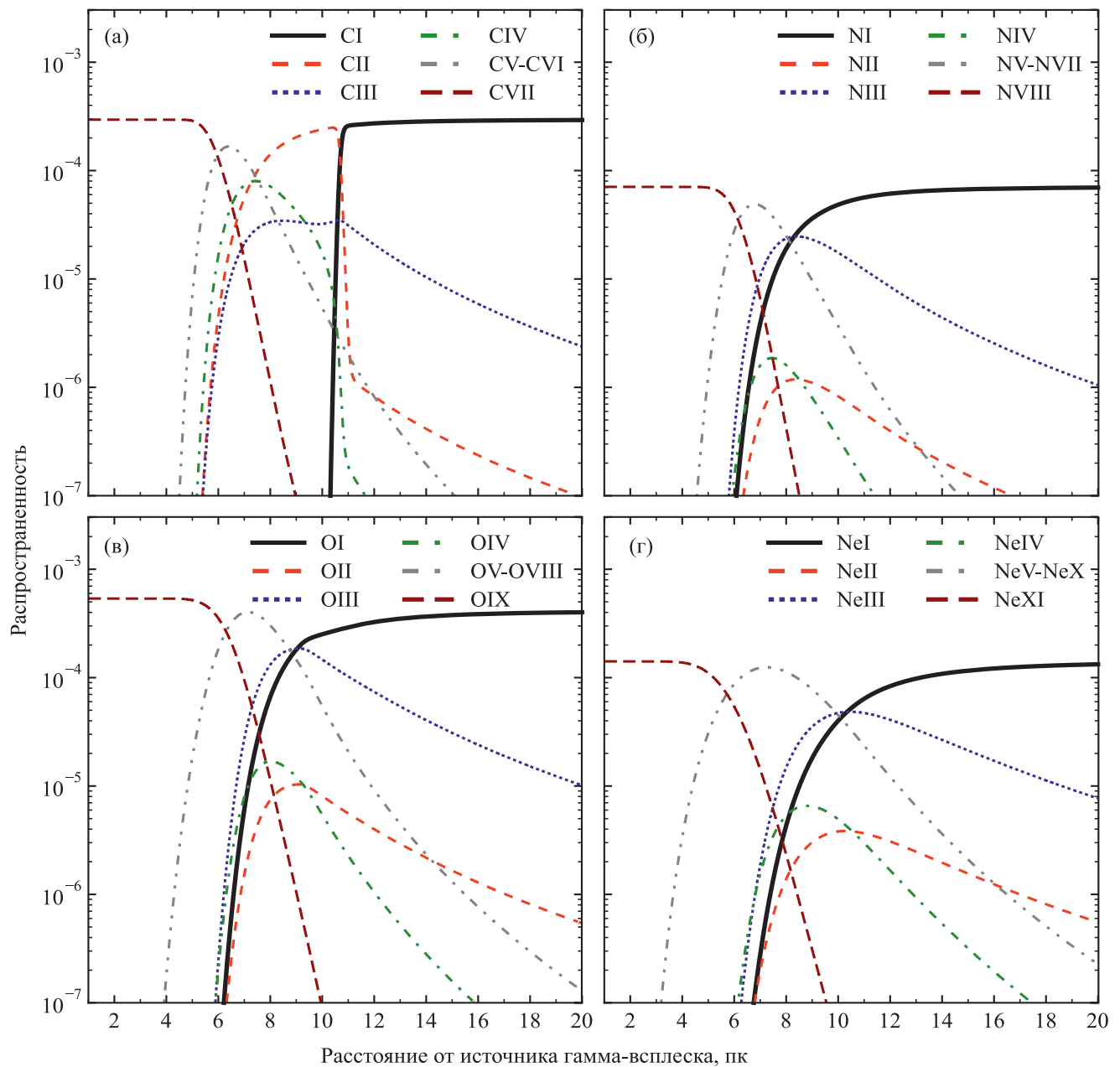


Рис. 4. Распространенность ионов C, N, O и Ne в различных ионизационных состояниях в зависимости от расстояния (в момент запаздывающего времени $t_{\max} = 10^5$ с). Запись NV–NVII означает суммарную распространенность ионов с NV по NVII, и аналогично для других ионов.

К-оболочки атома. Для нейтральных атомов NI, OI, NeI потенциал ионизации внешней электронной оболочки приблизительно равен или выше 13.6 эВ. Основной вклад в ионизацию этих атомов вносит фотоионизация электронных К-оболочек на всех расстояниях от источника гамма-всплеска. С вероятностью, близкой к 1, испускается один Оже-электрон при фотоионизации

электронных К-оболочек CI, NI, OI, NeI (Каастра, Меве, 1993). В результате нейтральный атом NI переходит сразу в NIII, аналогично для атомов CI, OI, NeI (для атомов углерода CI это верно на расстояниях $R > R_C$). Фотоионизация CII (CIII), NIII, OIII и NeIII также происходит через фотоионизацию К-оболочек ионов, что сопровождается испусканием одного Оже-электрона. Таким

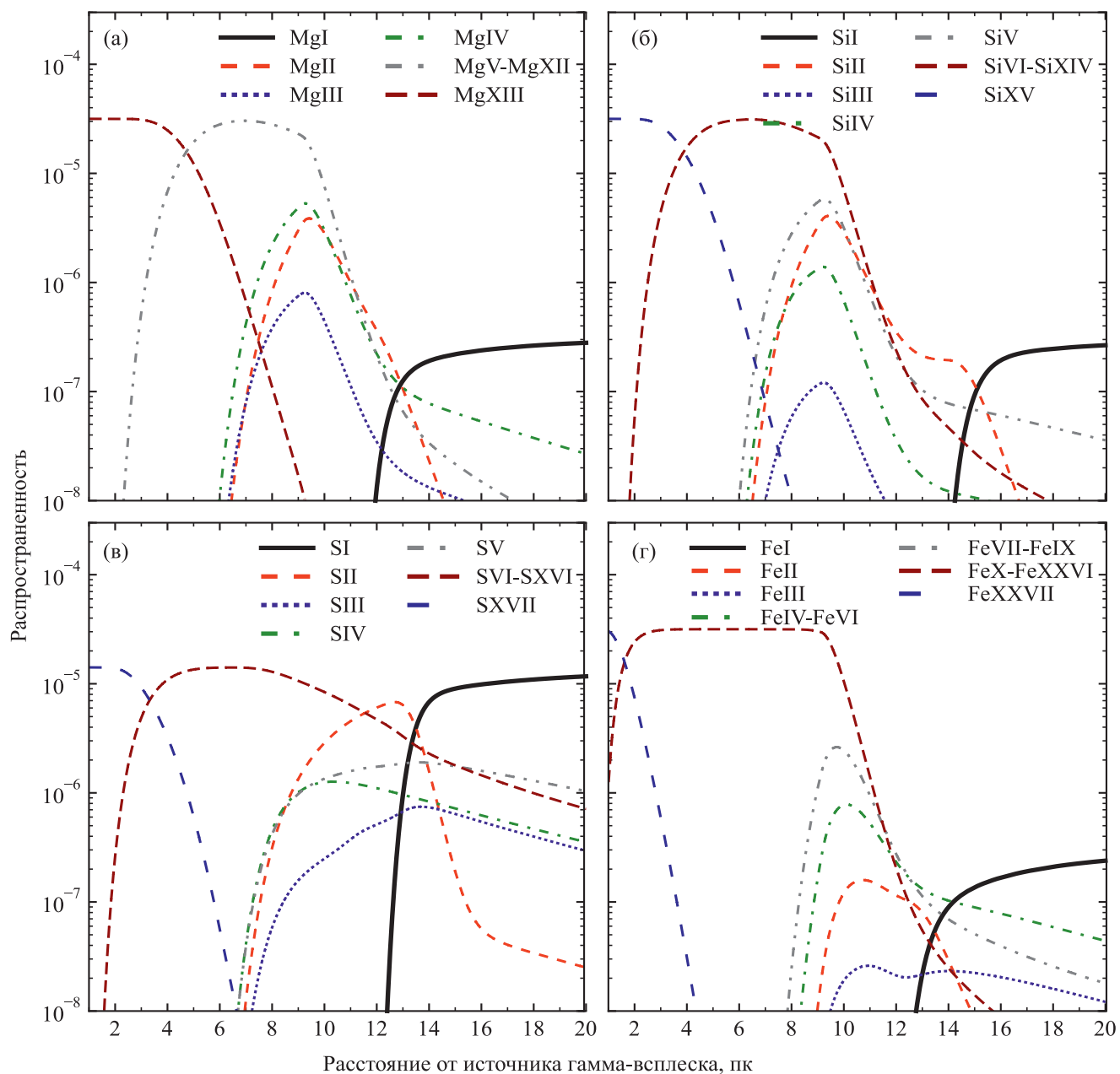


Рис. 5. То же, что на рис. 4, только для ионов Mg, Si, S и Fe.

образом, концентрации ионов в ионизационном состоянии II много меньше концентрации ионов в ионизационном состоянии III, и концентрация ионов в ионизационном состоянии IV много меньше концентрации ионов в более высоких ионизационных состояниях (для углерода это верно на расстояниях $R > R_C$) (рис. 4).

На рис. 5а,б,г показаны распространенности ионов металлов Mg, Si и Fe в зависимости от

расстояния. В области $R \lesssim R_d$, атомы Mg, Si и Fe попадают в газовую фазу вследствие испарения частиц пыли. Потенциалы ионизации внешних электронных оболочек атомов MgI, SiI и FeI равны 7.65, 8.15 и 7.9 эВ соответственно. Фотоионизация этих атомов осуществляется через поглощение фотонов УФ-диапазона длин волн. Потенциал фотоионизации MgII, SiII и FeII составляет 15, 16.4 и 16.2 эВ, и ионизация этих ионов протекает за счет

поглощения фотонов в рентгеновском диапазоне и фотоионизации внутренних электронных оболочек ионов. В этом случае фотоионизация сопровождается (с высокой долей вероятности) испусканием 1–2 Оже-электронов для MgII, 1–3 Оже-электронов для SiII, и 1–6 Оже-электронов для FeII. На расстояниях $R \geq 13$ –15 пк от источника всплеска атомы Mg, Si и Fe находятся преимущественно в нейтральном состоянии (рис. 5). На этих расстояниях, наиболее вероятным каналом ионизации MgI является фотоионизация электронной К-оболочки, которая сопровождается испусканием двух Оже-электронов. Поэтому для $R > R_{\text{Mg}} \approx 13$ пк следующим по распространенности после MgI является ион MgIV, и концентрация ионов Mg в остальных ионизационных состояниях меньше концентрации MgIV (рис. 5). Аналогично SiV является вторым по распространенности ионом после SiI для $R > R_{\text{Si}} \approx 15$ пк, а для $R > R_{\text{Fe}} \approx 14$ пк ионы железа FeIV, FeV, FeVI следуют по распространенности за нейтральным атомом FeI. Заметим, что результат расчетов для Mg, Si и Fe зависит от предположений, сделанных в модели: атомы в газовой фазе в начальный момент находятся в нейтральном состоянии, и при испарении пыли атомы высвобождаются в газовую фазу также в нейтральном состоянии.

На рис. 5в показаны распространенности ионов серы S в зависимости от расстояния. Потенциал ионизации атома SI составляет 10.4 эВ. Основным каналом ионизации нейтрального атома S является поглощение фотонов УФ-диапазона (в области, где УФ-излучение не экранировано). Граница SII/SI находится на расстоянии $R_S \approx 13$ –14 пк (рис. 5). Основным каналом ионизации SII, а также ионизации SI для $R > R_S$, является фотоионизация фотонами в рентгеновском диапазоне длин волн, которая сопровождается испусканием Оже-электронов. На расстояниях $R > R_S$ следующим по распространенности ионом серы после SI является ион SV. Концентрация ионов SIII и SIV мала на всех расстояниях. Концентрации SIII и SIV имеют близкие значения при $R > R_S$, так как вероятности испускания 1 или 2 Оже-электронов при фотоионизации электронной К-оболочки SI имеют близкие значения — около 0.08 (Каастра, Меве, 1993).

Лучевые концентрации ионов металлов

Определим лучевую концентрацию ионов сорта A на расстоянии R_j (внутренний радиус слоя облака j):

$$N_A(R_j) = \sum_{i=1}^{j-1} n_A^i(t_r) \Delta R, \quad (34)$$

где n_A^i — концентрация ионов A в слое облака i в один и тот же момент запаздывающего времени t_r .

Лучевые концентрации ионов могут быть измерены с помощью наблюдений абсорбционных линий ионов металлов в послесвечении гамма-всплеска. В этом разделе представлены результаты расчетов лучевой концентрации ионов металлов как функций полной лучевой концентрации ядер водорода, $N_{\text{H,tot}} = n_{\text{H,tot}}(R - R_{\text{min}})$, где R — расстояние от источника гамма-всплеска. На рис. 6 и 7 представлены результаты расчетов в момент запаздывающего времени $t_{\text{max}} = 10^5$ с. Приведены результаты расчетов для $N_{\text{H,tot}} \leq 4 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, что соответствует расстояниям $R \leq 14$ пк для рассматриваемой плотности газа.

Для лучевых концентраций водорода, $N_{\text{H,tot}} < 2 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, ионы углерода преимущественно находятся в состоянии высокой степени ионизации CVI и CVII (рис. 6а). Для больших лучевых концентраций водорода $N_{\text{H,tot}}$ углерод преимущественно находится в виде ионов CI и CII (интегрально по лучу зрения). Верхняя граница лучевых концентраций водорода $N_{\text{H,tot}}$, при которых лучевая концентрация ионов в состоянии ионизации III и выше превышает суммарную лучевую концентрацию ионов в состояниях I и II, возрастает с увеличением атомного числа иона (рис. 6). Для углерода это значение $N_{\text{H,tot}}$ составляет около $2 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. А для неона лучевая концентрация NeI–NeII становится больше лучевой концентрации ионов NeIII–NeX только при $N_{\text{H,tot}} \geq 4 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$.

Лучевая концентрация ионов металлов Mg, Si, и Fe в состоянии ионизации I–IV много меньше лучевой концентрации ионов в состоянии ионизации V и выше для всех лучевых концентраций водорода $N_{\text{H,tot}}$ (рис. 7а,б,г). Таким образом, ионы Mg, Si, и Fe в газовой фазе находятся преимущественно в виде ионов с большим зарядом (интегрально по лучу зрения). При лучевых концентрациях $N_{\text{H,tot}} \gtrsim 3 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, доля атомов металлов Mg, Si, и Fe, которые заключены в частицах пыли, перестает быть пренебрежимо малой. Доля ионов серы S в низком зарядовом состоянии (I–II) растет с увеличением лучевой концентрации водорода $N_{\text{H,tot}}$ (рис. 7в). При $N_{\text{H,tot}} \gtrsim 6 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ лучевая концентрация ионов серы SI–SII становится выше лучевой концентрации ионов с большим зарядом. При этом лучевые концентрации ионов S в зарядовом состоянии III и IV малы для всех $N_{\text{H,tot}}$, что обусловлено фотоионизацией ионов серы рентгеновским излучением и испусканием Оже-электронов.

Поглощение излучения послесвечения гамма-всплеска в газопылевом облаке

На рис. 8 показаны результаты расчетов энергетического спектра излучения послесвечения в момент времени $t_{\text{max}} = 10^5$ с после прохождения слоя облака различной толщины. Лучевая

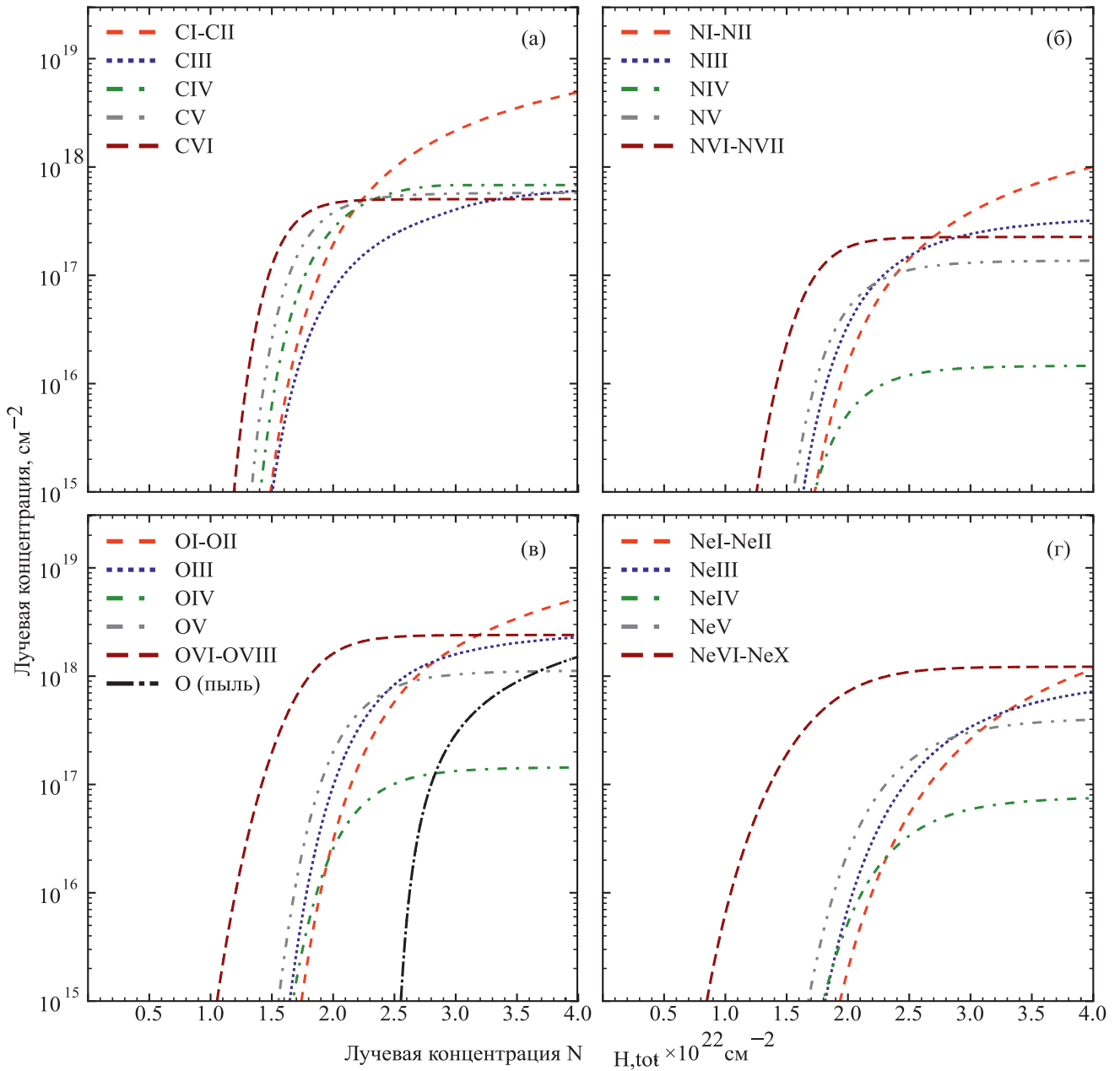


Рис. 6. Лучевая концентрация ионов C, N, O и Ne в различных ионизационных состояниях в зависимости от лучевой концентрации водорода $N_{\text{H,tot}}$. На графиках не показаны лучевые концентрации полностью ободранных ионов (CVII, NVIII, OIX, NeXI). Результаты расчетов соответствуют моменту времени $t_{\text{max}} = 10^5$ с после начала гамма-всплеска.

концентрация полностью ионизованного слоя газа N_0 составляет около 10^{22} см $^{-2}$. Этот газ не оказывает почти никаких эффектов на наблюдаемый спектр послесвечения (эффект от комптоновского рассеяния на электронах и поглощения излучения ионами металлов в ультравысоком ионизованном состоянии мал). В

УФ-диапазоне длин волн излучение с энергией фотонов выше 13.6 эВ полностью поглощается H, H $_2$, He в частично ионизованном слое облака для всех $N_{\text{H,tot}} > N_0$. Радиус испарения пыли $R_d \approx 9 - 10$ пк соответствует лучевой концентрации $N_d \approx 2.7 \times 10^{22}$ см $^{-2}$. При лучевых концентрациях водорода $N_{\text{H,tot}} < N_d$, излучение

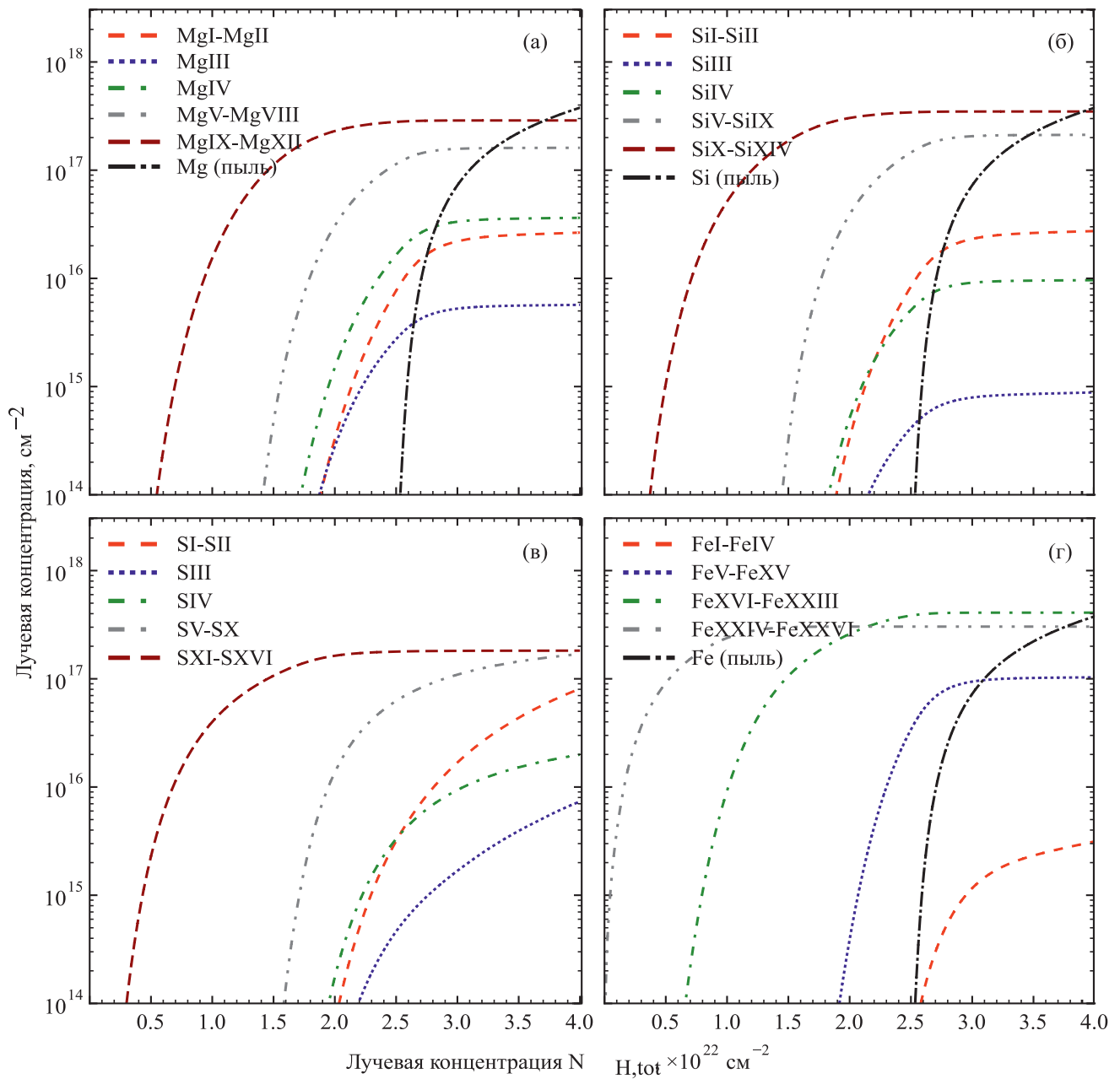


Рис. 7. То же, что на рис. 6, только для ионов Mg, Si, S и Fe.

в оптическом и УФ-диапазонах длин волн ($h\nu < 13.6$ эВ) испытывает слабое поглощение. В рентгеновском диапазоне длин волн поглощение излучения происходит для всех значений $N_{H,tot} > N_0$. При $N_{H,tot} \leq N_d$ и $1 \lesssim h\nu \lesssim 5$ кэВ основной вклад в поглощение излучения вносят ионы металлов (для солнечной металличности). Для больших энергий фотонов основной вклад вносят комптоновское рассеяние на свободных электронах и комптоновская ионизация (однако

оптическая толщина облака мала). Верхний порог полного поглощения излучения в рентгеновской части спектра плавно перемещается в сторону более высоких энергий при увеличении лучевой концентрации водорода $N_{H,tot}$. Ионы металлов находятся в различных ионизационных состояниях, поэтому края полос поглощения, связанные с ионизацией электронных K- и L-оболочек ионов, слабые и практически не заметны на спектре (рис. 8).

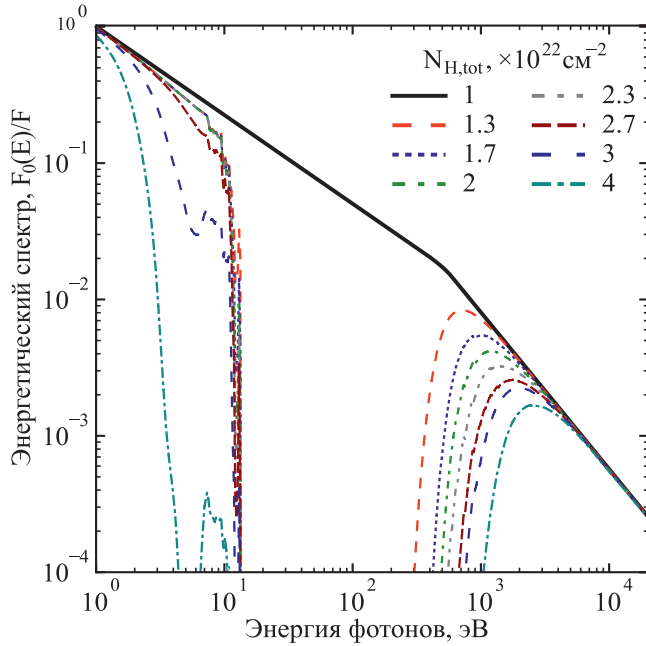


Рис. 8. Энергетический спектр излучения послесвечения гамма-всплеска после прохождения слоя облака, которое имеет лучевую концентрацию ядер водорода $N_{H,tot}$. Спектр нормирован на значение спектра для энергии фотонов $E_0 = 1$ эВ. Показаны результаты расчетов для разных значений $N_{H,tot}$. Результаты расчетов соответствуют моменту времени $t_{max} = 10^5$ с.

ОБСУЖДЕНИЕ

Ионизационная структура облака

Основной вклад в полный флюенс излучения как в УФ, так и в рентгеновском диапазоне длин волн вносит послесвечение гамма-всплеска. Вклад излучения активной фазы гамма-всплеска в полный флюенс излучения в рентгеновском диапазоне длин волн (0.3–10 кэВ) составляет около 20% в нашей модели (это приблизительно соответствует эффективности излучения гамма-всплеска η).

УФ-излучение ($h\nu > 13.6$ эВ) и мягкое рентгеновское излучение эффективно экранируются газопылевым облаком (рис. 8), поэтому излучение в рентгеновском диапазоне длин волн вносит основной вклад в ионизацию молекул H_2 и ионов металлов на расстояниях $R > R_{ion}$. Стандартная модель синхротронного излучения головной ударной волны, которая распространяется во внешней среде с постоянной плотностью, предсказывает следующую зависимость от времени интенсивности послесвечения в рентгеновском диапазоне:

$$F_v \propto t^{-\alpha}, \quad (35)$$

где $\alpha = -3(1-p)/4$ в режиме медленного охлаждения ($v < v_c$), и $\alpha = -(2-3p)/4$ в режиме быстрого охлаждения ($v > v_c$), p — показатель степени в распределении электронов, v_c — характерная частота синхротронного излучения электрона, для которого время потерь на излучение сравнимо с динамическим временем (Гранот, Сари, 2002). В нашей модели $p = 2.3$, и $\alpha \approx 1$ и $\alpha \approx 1.2$ для режимов медленного и быстрого охлаждения. Для времени $t = 10^3$ с частота охлаждения равна $h\nu_c \approx 4$ кэВ (рис. 1). Скорость ионизации газа рентгеновским излучением относительно медленно падает со временем, что указывает на необходимость производить расчеты для больших времен ($t_{max} \gtrsim 10^4$ с). Согласно нашим расчетам, степень ионизации газа на расстоянии 15 пк от источника возрастает с 1.5×10^{-4} до 1.7×10^{-4} за время с 10^4 до 10^5 с (для солнечной металличности). Расстояние от источника гамма-всплеска до ионизационного фронта также увеличивается — увеличение радиуса фронта ионизации равно 0.4 пк (что равно 10%) за время с 10^4 до 10^5 с.

Рост степени ионизации газа прекращается, когда скорость ионизации газа становится сравнима со скоростью рекомбинации ионов. Скорость ионизации газа на расстоянии 15 пк в момент времени 10^5 с составляет порядка 10^{-10} с $^{-1}$. Характерная скорость рекомбинации ионов металлов равна αn_e , где $\alpha \sim 10^{-12} - 10^{-10}$ см 3 с $^{-1}$ для $T_e \approx 10^3$ К (Пекино и др., 1991), а концентрация электронов равна $n_e = 0.2$ см $^{-3}$ на расстоянии 15 пк. Таким образом, для времен и расстояний, рассматриваемых в этой работе, скорости реакций рекомбинации малы.

Поглощение излучения в рентгеновском диапазоне длин волн

Наблюдаемые значения лучевой концентрации N_{Hx} , которая обуславливает поглощение излучения послесвечения гамма-всплеска в рентгеновском диапазоне длин волн, лежат в диапазоне от малых значений до $\approx 10^{23}$ см $^{-2}$, а среднее значение равно около 10^{22} см $^{-2}$ (Кампана и др., 2010, 2012). В модели Уотсона и др. (2013) поглощение излучения послесвечения гамма-всплеска происходит в НП области, где произошел гамма-всплеск. В их модели вклад ионов металлов в поглощение мал вследствие ионизации ионов металлов до высокой степени излучением гамма-всплеска, а поглощение излучения происходит ионами гелия. Уотсон и др. (2013) рассматривают наблюдаемое увеличение среднего отношения N_{Hx}/A_v с красным смещением z как указание на то, что поглощение излучения осуществляется ионами гелия, а не ионами металлов.

В нашей модели поглощение излучения происходит в частично ионизованном молекулярном газе на расстоянии больше радиуса ионизации,

$R > R_{\text{ion}}$. Для $N_{\text{H,tot}} - N_0 = 10^{22} \text{ см}^{-2}$ и энергии фотонов 1 кэВ, вклад ионов металлов, HeI и H_2 в оптическую толщину в нашей модели составляет приблизительно 35%, 35% и 25% соответственно (для солнечной металличности). С увеличением энергии фотонов вклад ионов металлов в поглощение увеличивается, так как включаются процессы фотоионизации внутренних электронных оболочек ионов металлов Si, S, Fe. Для энергий фотонов $h\nu > 5\text{--}10$ кэВ главный вклад в поглощение излучения вносит комптоновская ионизация H_2 и He. Вклад HeII в поглощение излучения мал. Оптическая толщина за счет фотоионизации электронных K-оболочек ионов железа мала и составляет ~ 0.01 (энергии ионизации K-оболочек ионов железа лежат в диапазоне 7–9 кэВ).

В работе Куккьяра и др. (2015) исследовали спектры послесвечений гамма-всплесков, в которых наблюдается демпфированная линия $\text{Ly}\alpha$. Согласно их результатам, металличность газа в родительских галактиках гамма-всплесков составляет в среднем около 10% от солнечного значения металличности для гамма-всплесков на красном смещении $z = 3.5\text{--}6$. Можно ожидать, что с уменьшением металличности вклад HeI и H_2 в поглощение излучения послесвечения в рентгеновской части спектра будет увеличиваться. Согласно нашим расчетам для $[M/H] = -1$, вклад атомов He и молекул H_2 в поглощение излучения является доминирующим: вклад HeI и H_2 в оптическую толщину для энергий фотонов 1 кэВ составляет около 55% и 40% соответственно. Результаты наших расчетов подтвердили предположение Уотсона и др. (2013), что фотоионизация атомов He играет важную роль в поглощении излучения в рентгеновском диапазоне длин волн. В нашей модели поглощение излучения происходит в плотном молекулярном облаке, расположенном в окрестности гамма-всплеска. В работе Сталинга и др. (2013) также показано, что в случае холодного нейтрального газа вклад H/H_2 и HeI в поглощение излучения в рентгеновском диапазоне длин волн существенен даже для солнечной металличности.

Лучевая концентрация атомарного водорода N_{HI} пропорциональна концентрации атомарного водорода в облаке в начальный момент времени, т.е. является модельно-зависимым параметром. В нашей модели $n_{\text{H}} = 0$ при $t = 0$, поэтому N_{HI} мало и не зависит от $N_{\text{H,tot}}$. После прохождения излучения гамма-всплеска через облако атомарный водород находится преимущественно вблизи ионизационного фронта, и $N_{\text{HI}} = 1.5 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$ (рис. 3). Согласно нашим расчетам, лучевая концентрация ионов Mg, Si, Fe в состояниях ионизации I–IV много меньше лучевой концентрации ионов с большим зарядом для всех рассматриваемых значений $N_{\text{H,tot}}$ (рис. 7). Эти результаты соответствуют наблюдательным данным — анализ

переменности профилей абсорбционных линий ионов металлов с малым зарядом указывает на то, что поглощение в линиях этих ионов происходит на больших расстояниях от источника гамма-всплеска (см., например, Вресвийк и др., 2007). Кроме того, согласно расчетам, поглощение оптического излучения на пыли отсутствует в нашей модели для $N_{\text{H,tot}} < N_{\text{d}} \approx 2.7 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, где N_{d} — лучевая концентрация водорода, которая соответствует радиусу испарения пыли. Модель предсказывает наличие абсорбционных линий молекулы H_2 в спектре послесвечения гамма-всплеска. Линии молекулы H_2 действительно наблюдаются в спектрах некоторых гамма-всплесков (Болмер и др., 2019).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построена модель прохождения гамма-всплеска через плотное молекулярное облако, которое расположено вблизи источника всплеска. Плотность облака была выбрана в модели равной $n_{\text{H,tot}} = 10^3 \text{ см}^{-3}$. Интенсивность и длительность излучения гамма-всплеска в УФ-диапазоне длин волн определяет радиус ионизационного фронта и радиус испарения пыли. Размер границы между полностью ионизованным газом и нейтральным газом составляет около 0.05 пк, на этом расстоянии степень ионизации газа падает в ≈ 10 раз.

Ионизация ионов металлов рентгеновским излучением определяет степень ионизации газа в области, где газ преимущественно нейтральный. Ионизация ионов металлов осуществляется через фотоионизацию внутренних электронных оболочек ионов, что сопровождается испусканием Оже-электронов. Это приводит к образованию ионов в высоком ионизационном состоянии. Лучевые концентрации ионов Mg, Si, Fe в состоянии ионизации I–IV много меньше, чем лучевые концентрации ионов в состоянии ионизации V и выше. Лучевая концентрация ионов серы SI–SII становится больше лучевой концентрации ионов серы в более высоких состояниях ионизации только для больших лучевых концентраций водорода в облаке, $N_{\text{H,tot}} > 6 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, а лучевая концентрация ионов серы SIII и SIV мала для всех $N_{\text{H,tot}}$. Фотоионизация ионов металлов УФ-излучением происходит только на расстояниях меньше радиуса испарения пыли и для ионов с порогом ионизации меньше 13.6 эВ.

Результаты наших расчетов подтвердили предположение Уотсона и др. (2013), что фотоионизация атомов He играет важную роль в поглощении излучения в рентгеновском диапазоне длин волн. Для низкой металличности, $[M/H] \leq -1$, роль атомов гелия является доминирующей. Численная модель, построенная в этой работе, будет использована в дальнейшем для аппроксимации спектров послесвечения гамма-всплесков в рентгеновском

диапазоне длин волн и интерпретации данных наблюдений абсорбционных линий ионов металлов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 21-12-00250.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Акерлоф и др. (C. Akerlof, R. Balsano, S. Barthelmy, J. Bloch, P. Butterworth, D. Casperson, T. Cline, S. Fletcher, et al.), *Nature* **398**, 400 (1999).
- Амати (L. Amati), *MNRAS* **372**, 233 (2006).
- Архипов и др. (D.N. Arkipov, S.A. Astashkevich, A.A. Mityureva, and V.V. Smirnov), *Phys. Lett. A Phys. Lett. A* **382**, 1881 (2018).
- Бад'ин Д.А., Блинников С.И., Постнов К.А., *Письма в Астрон. журн.* **36**, 723 (2010) [D.A. Bad'in, S.I. Blinnikov, K.A. Postnov, *Astron. Lett.* **36**, 687 (2010)].
- Барков М.В., Бисноватый-Коган Г.С., *Астрон. журн.* **82**, 29 (2005a) [M.V. Barkov, G.S. Bisnovaty-Kogan, *Astron. Rep.* **49**, 24 (2005a)].
- Барков М.В., Бисноватый-Коган Г.С., *Астрон. журн.* **82**, 685 (2005b) [M.V. Barkov, G.S. Bisnovaty-Kogan, *Astron. Rep.* **49**, 611 (2005b)].
- Барниол Дуран (R. Barniol Duran), *MNRAS* **442**, 3147 (2014).
- фон Басч, Данн (F. von Busch and G.H. Dunn), *Phys. Rev. A* **5**, 1726 (1972).
- Беньямини и др. (P. Beniamini, L. Nava, and T. Piran), *MNRAS* **461**, 51 (2016).
- Беньямини, ван дер Хорст (P. Beniamini, and A.J. van der Horst), *MNRAS* **472**, 3161 (2017).
- Болмер и др. (J. Bolmer, C. Ledoux, P. Wiseman, A. De Cia, J. Selsing, P. Schady, J. Greiner, S. Savaglio, et al.), *Astron. Astrophys.* **623**, A43 (2019).
- Боссион и др. (D. Bossion, Y. Scribano, F. Lique, and G. Parlant), *MNRAS* **480**, 3718 (2018).
- Брук и др. (E. Brook, M.F.A. Harrison, and A.C.H. Smith), *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.* **11**, 3115 (1978).
- Бэнд и др. (D. Band, J. Matteson, L. Ford, B. Schaefer, D. Palmer, B. Teegarden, T. Cline, M. Briggs, et al.), *Astrophys. J.* **413**, 281 (1993).
- Ваксман, Дрейн (E. Waxman and B.T. Draine), *Astrophys. J.* **537**, 796 (2000).
- Ван и др. (Y. Wan, B.H. Yang, P.C. Stancil, N. Balakrishnan, N.J. Parekh, and R.C. Forrey), *Astrophys. J.* **862**, 132 (2018).
- Вейнгартнер, Дрейн (J.C. Weingartner and B.T. Draine), *Astrophys. J.* **548**, 296 (2001).
- Вернер, Яковлев (D.A. Verner and D.G. Yakovlev), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **109**, 125 (1995).
- Вернер и др. (D.A. Verner, G.J. Ferland, K.T. Korista, and D.G. Yakovlev), *Astrophys. J.* **465**, 487 (1996).
- Волниевич и др. (L. Wolniewicz, I. Simbotin, and A. Dalgarno), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **115**, 293 (1998).
- Вресвийк и др. (P.M. Vreeswijk, C. Ledoux, A. Smette, S.L. Ellison, A.O. Jaunsen, M.I. Andersen, A.S. Fruchter, J.P.U. Fynbo, et al.), *Astron. Astrophys.* **468**, 83 (2007).
- Гарднер и др. (D.J. Gardner, D.R. Reynolds, C.S. Woodward, and C.J. Balos), *ACM Transactions on Mathematical Software* **48**, 31 (2022).
- Голдштейн и др. (A. Goldstein, V. Connaughton, M.S. Briggs, and E. Burns), *Astrophys. J.* **818**, 18 (2016).
- Гранот, Сари (J. Granot and R. Sari), *Astrophys. J.* **568**, 820 (2002).
- Гухатхакурта, Дрейн (P. Guhathakurta and B.T. Draine), *Astrophys. J.* **345**, 230 (1989).
- Гэй и др. (C.D. Gay, N.P. Abel, R.L. Porter, P.C. Stancil, G.J. Ferland, G. Shaw, P.A.M. van Hoof, and R.J.R. Williams), *Astrophys. J.* **746**, 78 (2012).
- Дрейн, Бертольди (B.T. Draine, and F. Bertoldi), *Astrophys. J.* **468**, 269 (1996).
- Дрейн, Ли (B.T. Draine and A. Li), *Astrophys. J.* **551**, 807 (2001).
- Дрейн, Хао (B.T. Draine and L. Hao), *Astrophys. J.* **69**, 780 (2002).
- Дрейн (B.T. Draine), *Astrophys. J.* **598**, 1026 (2003).
- Дрейн (B.T. Draine), *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium* (Princeton: Princeton Univer. Press, 2011).
- Жанг и др. (B. Zhang, E. Liang, K.L. Page, D. Grupe, B.-B. Zhang, S.D. Barthelmy, D.N. Burrows, S. Campana, et al.), *Astrophys. J.* **655**, 989 (2007).
- Каастра, Меве (J.S. Kaastra and R. Mewe), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **97**, 443 (1993).
- Кампана и др. (S. Campana, C.C. Thöne, A. de Ugarte Postigo, G. Tagliaferri, A. Moretti, and S. Covino), *MNRAS* **402**, 2429 (2010).
- Кампана и др. (S. Campana, R. Salvaterra, A. Melandri, S.D. Vergani, S. Covino, P. D'Avanzo, D. Fugazza, G. Ghisellini, et al.), *MNRAS* **421**, 1697 (2012).
- Канеко и др. (Y. Kaneko, R.D. Preece, M.S. Briggs, W.S. Paciesas, C.A. Meegan, and D.L. Band), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **166**, 298 (2006).
- Краутер (P. Crowther), *Astron. Geophys.* **53**, 4.30 (2012).
- Кронгольд, Прочаска (Y. Krongold and J.X. Prochaska), *Astrophys. J.* **774**, 115 (2013).

39. Куккьяра и др. (A. Cucchiara, A.J. Levan, D.B. Fox, N.R. Tanvir, T.N. Ukwatta, E. Berger, T. Krühler, A.K. Yoldas, et al.), *Astrophys. J.* **736**, 7 (2011).
40. Куккьяра и др. (A. Cucchiara, M. Fumagalli, M. Rafelski, D. Kocevski, J.X. Prochaska, R.J. Cooke, and G.D. Becker), *Astrophys. J.* **804**, 51 (2015).
41. Кумар, Жанг (P. Kumar and B. Zhang), *Phys. Rep.* **561** 1 (2015).
42. Курран и др. (P.A. Curran, P.A. Evans, M. de Pasquale, M.J. Page, and A.J. van der Horst), *Astrophys. J.* **716**, L135 (2010).
43. Лаззати и др. (D. Lazzati, R. Perna, and G. Ghisellini), *MNRAS* **325**, L19 (2001).
44. Лаззати, Перна (D. Lazzati and R. Perna), *MNRAS* **330**, 383 (2002).
45. Лаззати, Перна (D. Lazzati and R. Perna), *MNRAS* **340**, 694 (2003).
46. Лаор, Дрейн (A. Laor and B.T. Draine), *Astrophys. J.* **402**, 441 (1993).
47. Лоддерс (K. Lodders), *Space Sci. Rev.* **217**, 44 (2021).
48. Нава и др. (L. Nava, G. Ghirlanda, G. Ghisellini, and A. Celotti), *Astron. Astrophys.* **530**, A21 (2011).
49. Нава и др. (L. Nava, R. Salvaterra, G. Ghirlanda, G. Ghisellini, S. Campana, S. Covino, G. Cusumano, P. D'Avanzo, et al.), *MNRAS* **421**, 1256 (2012).
50. Нава и др. (L. Nava, G. Vianello, N. Omodei, G. Ghisellini, G. Ghirlanda, A. Celotti, F. Longo, R. Desiante, et al.), *MNRAS* **443**, 3578 (2014).
51. Накар, Пирани (E. Nakar and T. Piran), *MNRAS* **353**, 647 (2004).
52. Накар, Пирани (E. Nakar and T. Piran), *Astrophys. J.* **619**, L147 (2005).
53. Оганесян и др. (G. Oganessian, S. Karpov, O.S. Salafia, M. Jelínek, G. Beskin, S. Ronchini, B. Banerjee, M. Branchesi, et al.), *Nature Astron.* **7**, 843 (2023).
54. Остерброк, Ферланд (D.E. Osterbrock and G.J. Ferland), *Astrophysics of gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (Sausalito: Univer. Sci. Books, 2006).
55. Панаитеску, Кумар (A. Panaitescu and P. Kumar), *Astrophys. J.* **571**, 779 (2002).
56. Пекино и др. (D. Péquignot, P. Petitjean, and C. Boisson), *Astron. Astrophys.* **251**, 680 (1991).
57. Перна, Лоеб (R. Perna and A. Loeb), *Astrophys. J.* **501**, 467 (1998).
58. Перна и др. (R. Perna, J. Raymond, and A. Loeb), *Astrophys. J.* **533**, 658 (2000).
59. Перна, Лаззати (R. Perna and D. Lazzati), *Astrophys. J.* **580**, 261 (2002).
60. Перна и др. (R. Perna, D. Lazzati, and F. Fiore), *Astrophys. J.* **585**, 775 (2003).
61. Петросян, Даинотти (V. Petrosian and M.G. Dainotti), *Astrophys. J.* **963**, L12 (2024).
62. Позаненко А.С., Барков М.В., Минаев П.Ю., Вольнова А.А., **47**, 823 (2021) [A.S. Pozanenko, M.V. Barkov, P.Yu. Minaev, A.A. Volnova, *Astron. Lett.* **47**, 791 (2021)].
63. Прочаска и др. (J.X. Prochaska, H.-W. Chen, M. Dessauges-Zavadsky, and J.S. Bloom), *Astrophys. J.* **666**, 267 (2007).
64. Прочаска и др. (J.X. Prochaska, M. Dessauges-Zavadsky, E. Ramirez-Ruiz, and H.-W. Chen), *Astrophys. J.* **685**, 344 (2008).
65. Райан и др. (G. Ryan, H. van Eerten, A. MacFadyen, and B.-B. Zhang) *Astrophys. J.* **799**, 3 (2015).
66. Райан и др. (G. Ryan, H. van Eerten, L. Piro, and E. Troja), *Astrophys. J.* **896**, 166 (2020).
67. Растинажад и др. (J.C. Rastinejad, B.P. Gompertz, A.J. Levan, W. Fong, M. Nicholl, G.P. Lamb, D.B. Malesani, A.E. Nugent, et al.), *Nature* **612**, 223 (2022).
68. Рахин, Бехар (R. Rahin and E. Behar), *Astrophys. J.* **885**, 47 (2019).
69. Роджерс, Вильямс (C.D. Rodgers and A.P. Williams), *J. of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **14**, 319 (1974).
70. Сантана и др. (R. Santana, R. Barniol Duran, and P. Kumar), *Astrophys. J.* **785**, 29 (2014).
71. Сари, Пирани (R. Sari and T. Piran), *Astrophys. J.* **520**, 641 (1999).
72. Сталинг и др. (R.L.C. Starling, R. Willingale, N.R. Tanvir, A.E. Scott, K. Wiersema, P.T. O'Brien, A.J. Levan, and G.C. Stewart), *MNRAS* **431**, 3159 (2013).
73. Танвир и др. (N.R. Tanvir, J.P.U. Fynbo, A. de Ugarte Postigo, J. Japelj, K. Wiersema, D. Malesani, D.A. Perley, A.J. Levan, et al.), *MNRAS* **483**, 5380 (2019).
74. Тон и др. (C.C. Thöne, J.P.U. Fynbo, P. Goldoni, A. de Ugarte Postigo, S. Campana, S.D. Vergani, S. Covino, T. Krühler, et al.), *MNRAS* **428**, 3590 (2013).
75. Уотсон и др. (D. Watson, J. Hjorth, J.P.U. Fynbo, P. Jakobsson, S. Foley, J. Sollerman, and R.A.M.J. Wijers), *Astrophys. J.* **660**, L101 (2007).
76. Уотсон и др. (D. Watson, T. Zafar, A.C. Andersen, J.P.U. Fynbo, J. Gorosabel, J. Hjorth, P. Jakobsson, T. Krühler, et al.), *Astrophys. J.* **768**, 23 (2013).
77. Ферланд и др. (G.J. Ferland, M. Chatzikos, F. Guzmán, M.L. Lykins, P.A.M. van Hoof, R.J.R. Williams, N.P. Abel, N.R. Badnell, et al.), *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica* **53**, 385 (2017).
78. Финбо и др. (J.P.U. Fynbo, P. Jakobsson, J.X. Prochaska, D. Malesani, C. Ledoux, A. de Ugarte Postigo, M. Nardini, P.M. Vreeswijk, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **185**, 526 (2009).

79. Фокс и др. (A.J. Fox, C. Ledoux, P.M. Vreeswijk, A. Smette, and A.O. Jaunsen), *Astron. Astrophys.* **491**, 189 (2008).
80. Хаббелл и др. (J.H. Hubbell, Wm.J. Veigele, E.A. Briggs, R.T. Brown, D.T. Cromer, and R.J. Howerton), *J. of Physical and Chemical Reference Data* **4**, 471 (1975).
81. Хейнтц и др. (K.E. Heintz, D. Watson, P. Jakobsson, J.P.U. Fynbo, J. Bolmer, M. Arabsalmani, Z. Cano, S. Covino, et al.), *MNRAS* **479**, 3456 (2018).
82. Хиндмарш и др. (A.C. Hindmarsh, P.N. Brown, K.E. Grant, S.L. Lee, R. Serban, D.E. Shumaker, and C.S. Woodward), *ACM Transactions on Mathematical Software* **31**, 363 (2005).
83. Цветкова и др. (A. Tsvetkova, D. Frederiks, D. Svinkin, R. Aptekar, T.L. Cline, S. Golenetskii, K. Hurley, A. Lysenko, et al.), *Astrophys. J.* **908** 83 (2021).
84. Чанг и др. (Y.M. Chung, E.-M. Lee, T. Masuoka, and J.A.R. Samson), *J. of Chemical Phys.* **99**, 885 (1993).
85. Шади и др. (P. Schady, S. Savaglio, T. Krühler, J. Greiner, and A. Rau), *Astron. Astrophys.* **525**, A113 (2011).
86. Шади (P. Schady), *Royal Soc. Open Sci.* **4**, 170304 (2017).
87. Шоу и др. (G. Shaw, G.J. Ferland, N.P. Abel, P.C. Stancil, and P.A.M. van Hoof), *Astrophys. J.* **624**, 794 (2005).
88. Ян и др. (M. Yan, H.R. Sadeghpour, and A. Dalgarno), *Astrophys. J.* **496**, 1044 (1998).
89. Ян и др. (M. Yan, H.R. Sadeghpour, and A. Dalgarno), *Astrophys. J.* **559**, 1194 (2001).

МЕТОД ПЕРИОДИЧЕСКИХ ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ ДИНАМИЧЕСКОГО СПЕКТРА РАДИОПУЛЬСАРОВ И ФАРАДЕЕВСКОЕ ВРАЩЕНИЕ ДЕВЯТИ СОСТАВЛЯЮЩИХ ИМПУЛЬСА PSR B0329+54¹

© 2024 г. В. В. Кочаровский¹*, В. В. Вдовин¹, А. С. Гаврилов¹, Е. Р. Кочаровская¹,
С. В. Логвиненко², Е. М. Лоскутов¹, В. М. Малофеев²

¹Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия

²Пушкинская радиоастрономическая обсерватория Астрокосмического центра Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 11.12.2023 г.

После доработки 23.01.2024 г.; принята к публикации 24.01.2024 г.

Развит метод периодических главных компонент для сигналов с квазипериодическим динамическим спектром, свойственным радиопульсарам. Метод основан на анализе собственных векторов и значений матрицы частотно-временных корреляций сигнала, усредненной по многим периодам обращения пульсара. На примере наблюдений PSR B0329+54 радиотелескопом ПРАО АКЦ ФИАН вблизи частоты 111 МГц в полосе 2.5 МГц показано, что даже для коротких интервалов данных (несколько минут) развитый метод позволяет выделить до девяти составляющих импульса излучения пульсара, оценить степень корреляции между ними и для каждой составляющей найти период модуляции фарадеевского типа, а также ее относительную фазу и скорость частотно-временного чирпа, т.е. позволяет судить о структуре источника излучения.

Ключевые слова: радиопульсар, метод главных компонент, динамический спектр, частотно-временные корреляции, фарадеевское вращение — период, фаза, чирп.

DOI: 10.31857/S0320010824020029, **EDN:** OJPNHA

ВВЕДЕНИЕ

Осуществляемый на ряде крупных радиотелескопов (ЛОФАР, Аресибо, Эфелсберг, Грин Бэнк, Паркс, Пушино и др.) прием импульсов радиопульсаров в диапазоне почти от 30 МГц до 10 ГГц с использованием частотных каналов шириной от единиц кГц до сотен МГц при временном разрешении от десятков до долей микросекунды позволяет приступить к детальному исследованию спектрально-корреляционных особенностей динамических спектров (спектрограмм) последовательностей этих импульсов. До сих пор такие особенности систематически не изучались, в том числе вследствие слабой адаптации надлежащих математических методов и программных средств их реализации, как это ясно, скажем, из работ (Уолл, Дженкинс, 2012; Бялковский и др., 2018). Насколько нам известно, анализ спектрально-корреляционных характеристик динамического спектра пульсаров еще не обеспечил получение информации, пригодной для выяснения свойств источника их излучения.

Большее внимание уделялось временным корреляционным свойствам профиля и поляризации импульсов при их широкополосном наблюдении, без разделения на отдельные узкополосные частотные каналы (Ранкин и др., 2003; Митра и др., 2007; Хассал и др., 2012; Хассал и др., 2013; Ульянов и др., 2013; Или, 2018; Бринкман и др., 2019). На этом пути для разных пульсаров удавалось выделить микроструктуру импульсов на масштабах от единиц до сотен микросекунд. Так, еще в работе (Кардашев и др., 1978) для пульсара B0329+54 (J0332+5434) сообщалось об обнаружении на частотах вблизи 102.5 МГц микроструктуры с периодом появления около 340 мкс, а в работе (Кузьмин и др., 2003) был измерен характерный масштаб этой микроструктуры 6.1 ± 1 мкс. Такого рода корреляционный анализ дает определенную информацию о структуре профиля импульса, позволяя, например, выделить девять компонент излучения радиопульсара PSR B0329+54 на частотах в сотни МГц (Гангадхара, Гупта, 2001; Кейт и др., 2011; Хассал и др., 2012). Однако этот анализ требует очень длинных временных рядов наблюдений и не вскрывает важные особенности выявляемых нестационарных компонент, связанные с их динамическим спектром.

¹ По материалам доклада на конференции “Физика нейтронных звезд — 2023” (Санкт-Петербург, 10–14 июля 2023 г.).

* Электронный адрес: kochar@ipfran.ru

В настоящей работе необходимые метод и алгоритмы спектрально-временного корреляционного анализа развиты и применены к данным наблюдений радиопульсара PSR B0329+54 на Пушинской радиоастрономической обсерватории ПРАО АКЦ ФИАН вблизи частоты 111 МГц в полосе почти 2.5 МГц. Непосредственной целью работы является выяснение особенностей типа фарадеевской модуляции (Сулейманова и др., 1983, 1988; Сулейманова, 1989; Сулейманова, Пугачев, 1998; Или, 2018; Соби и др., 2021) разных корреляционных составляющих спектра его импульса. Последние, вообще говоря, отличаются от компонент профиля импульса и стали доступны благодаря разработанному методу периодических главных компонент динамического спектра частично поляризованного излучения. Этот метод в определенной мере позволяет также отделить собственные спектрально-динамические свойства радиопульсара от модифицирующих его шумов измерительной аппаратуры и “случайных” эффектов распространения в межзвездной среде и ионосфере Земли. Как будет показано в отдельной работе, на основе полученных результатов можно охарактеризовать геометрию источника, магнитное поле и плазму в его окрестности, так или иначе детализируя механизм генерации выделенного импульса путем установления корреляций и систематических временных сдвигов между его различными составляющими или частями его динамического спектра.

Выделение физически значимых спектрально-корреляционных паттернов (главных компонент) в динамических спектрах импульсов радиопульсаров особенно важно в отсутствие обоснованного механизма генерации наблюдаемого частично поляризованного излучения и сколько-нибудь достоверной информации о плазме и турбулентности в магнитосфере нейтронной звезды, которые позволили бы конкретизировать модель формирования этих импульсов (Бескин, 2018; Мелроуз и др., 2021; Филиппов, Крамер, 2022). Актуальными представляются сравнительный анализ динамических спектров отдельных мощных импульсов и статистическое исследование найденных спектрально-корреляционных паттернов, полученных для серии однотипных импульсов как одного, так и различных радиопульсаров. Успешная демонстрация развитого в работе метода корреляционного анализа динамического спектра импульсного радиоизлучения с дальнейшим применением к данным различных радиотелескопов в разных диапазонах частот может оказаться весьма полезной для решения более чем полувековой проблемы происхождения наблюдаемого излучения пульсаров.

Конкретно для выявления корреляционных особенностей динамических спектров излучения пульсаров нами разработан и последовательно применен

подход периодических частотно-временных эмпирических ортогональных функций (ЧВЭОФ), учитывающий повторяемость сигнала, пусть нерегулярную, с хорошо известным периодом (Типпет, Л'Эре, 2020; Мухин и др., 2021; Селезнев, Мухин, 2023; Кочаровская и др., 2018). Для демонстрации такого подхода использовались три короткие серии наблюдений эпох 2018–2021 гг. для радиопульсара PSR B0329+54 длительностью около 300 с каждая. Было определено положение всех найденных составляющих (до девяти) на среднем профиле радиоимпульса, и выяснены характеристики и спектральные свойства их модуляции фарадеевского типа, обычно объясняемой вращением плоскости линейной поляризации широкополосного излучения (ср. Рамачандран и др., 2004; Ноутсос и др., 2009; Ванг и др., 2011; Даи и др., 2015; Или и др., 2019; Соби и др., 2021). Часть этих составляющих не связана с особенностями профиля импульса на выбранной частоте наблюдений 111 МГц или сдвинута по спектру относительно известных компонент этого профиля на других частотах наблюдений. При анализе данных в полной мере учитывался джиттер импульсов (их дрожание от периода к периоду повторения), однако использовалось то упрощающее обстоятельство, что известные наблюдения всех компонент импульса для данного пульсара не выявили никакого их систематического дрейфа по отношению к среднему профилю импульса (у некоторых пульсаров такой дрейф известен (Бриксен, 2002; Ранкин, 2003; Хассал и др., 2013; Прима, 2022), и для его исследования применяемый метод требует адаптации).

Период следования импульсов пульсара B0329+54 (равный $P = 0.7145197$ с, согласно австралийскому каталогу пульсаров ATNF Pulsar Catalogue (Манчестер и др., 2005; <https://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>) был установлен непосредственно из данных приблизительно как $P \approx 0.7145$ с, мера дисперсии (равная $DM = 26.7641$ пк см⁻³, согласно тому же каталогу) — как $DM \approx 26.76$ пк см⁻³ с относительной погрешностью порядка 0.02%, а средняя мера вращения (равная $RM = -63.7$ рад м⁻², согласно тому же каталогу) — как $|RM| \approx 63.6$ рад м⁻² с относительной погрешностью порядка 1% (см. подробнее раздел 5).

Указанные характеристики радиоимпульса и некоторых его составляющих согласуются с известными из наблюдений на других частотах и представлены в разделе 4 после краткого изложения данных наблюдений и основ разработанного метода (раздел 2) и пояснения технической процедуры его применения (раздел 3). Существенной является реализованная возможность весьма точного определения всех этих характеристик на основе крайне непродолжительных наблюдений, составляющих около 450 периодов вращения пульсара, т.е. несколько минут. Новые результаты,

дополняющие анализ наблюдений на других радиотелескопах, относятся к характеристикам и спектральным свойствам модуляции фарадеевского типа найденных составляющих импульса, а именно, к нахождению ее частотного периода (раздел 5), относительной фазы (раздел 6) и частотно-временного чирпа, т.е. выраженного смещения деталей динамического спектра составляющих на плоскости “частота-время” (раздел 7). Обсуждение ряда открытых вопросов и общие выводы даны в заключительном разделе.

АНАЛИЗ КОРРЕЛЯЦИЙ В ДИНАМИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ МЕТОДОМ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ

Антенна радиотелескопа БСА ПРАО АКЦ ФИАН растянута вдоль поверхности земли, имеет узкую диаграмму направленности шириной порядка одного градуса и принимает одну линейно поляризованную компоненту излучения (Шитов и др., 1988; Сулейманова, 1989; Малофеев и др., 2012, 2022; Тюльбашев и др., 2016). С учетом обращения Земли вокруг своей оси за день получается лишь одна серия импульсов пульсара PSR B0329+54 длительностью около 5 мин, содержащая около 450 периодов его вращения — кадров $N = 1, \dots, 450$. С изменением времени τ_N от кадра к кадру обычно происходит значительное изменение изрезанного профиля интенсивности принимаемого широкополосного излучения (в полосе почти 2.5 МГц на несущей частоте около 111 МГц), регистрируемого каждую 0.2 мкс. Для каждого кадра N имеется богатая информация о динамическом спектре излучения, т.е. о спектрограмме — спектральной мощности импульса, записываемой примерно в 500 каналов по частоте с шагом около 4.88 кГц и с временным шагом $\delta\tau \approx 0.20496$ мс, отвечающим повороту пульсара на $\approx 0.1^\circ$ (см. рис. 1 и следующий раздел). Наблюдаемые импульсы занимают по длительности около 1/6 части периода вращения пульсара $P \approx 0.7145$ с, включая почти 600 отсчетов по времени.

В настоящей работе с использованием трех таких небольших по объему ($450 \times 500 \times 600$ точек) серий наблюдений 2018–2021 гг. продемонстрирована возможность получения информации о составляющих импульса PSR B0329+54 и характеристиках их модуляции фарадеевского типа на основе разработанного нами метода периодических главных компонент динамического спектра радиоизлучения. Без явного учета периодичности метод главных компонент широко применяется в математической статистике, прежде всего, в анализе временных рядов различных сигналов (см., например, Джоллифф, 1986; Уолл, Дженкинс, 2012; Мухин и др., 2015). Предоставляя возможность эффективного анализа корреляций, метод состоит в

нахождении собственных векторов корреляционной матрицы ковариаций сигнала и его разложении по полученным эмпирическим ортогональным функциям, определяемым этими векторами.

Качественное изложение метода периодических главных компонент можно найти в работах (Типпет, Л'Эре, 2020; Мухин и др., 2021; Селезнев, Мухин, 2023), а соответствующие явные формулы — в работе (Кочаровская и др., 2018), посвященной пространственно-временной динамике поля в лазере: в приведенных там выражениях необходимо лишь заменить пространственную координату (в резонаторе лазера) на частоту рассматриваемых здесь спектральных гармоник импульса (в полосе приемника радиотелескопа), а время обхода резонатора светом — на период обращения пульсара. Не повторяя формул указанной статьи, подчеркнем основную особенность применяемого метода периодических главных компонент, обусловленную строгой периодичностью вращения пульсара и обеспечивающую эффективность нахождения и использования периодических ЧВЭОФ. Оказывается, что статистически значимые структура импульса и его спектрально-корреляционные свойства сводятся к суперпозиции небольшого числа, скажем, пары десятков этих ЧВЭОФ, как паттернов динамического спектра, если надлежащим образом составленную матрицу ковариаций сигнала усреднить по большому числу периодов обращения пульсара. При этом не только подавляются некогерентные шумы различного происхождения, но и нивелируются быстротечные флуктуации источника излучения в магнитосфере пульсара, хотя сохраняются и выявляются повторяющиеся от периода к периоду свойства излучения этого источника.

Оптимальным является включение в анализ динамического спектра всегда одной и той же части периода, а именно, ограниченного временного окна (кадра), содержащего значимую информацию об импульсе. Как было указано, для PSR B0329+54 длительность этого окна (кадра) составляет $P/6 \approx 0.12$ с, т.е. содержит около 600 отсчетов в моменты $t_k = k\delta t$, где $k = -300, \dots, 300$, а каждый отсчет состоит из примерно 500 значений интенсивности сигнала $S(v_j, t_k)$ в имеющихся спектральных каналах на частотах v_j , где $j = 1, \dots, 500$. Согласно алгоритму разработанного метода, располагая эти отсчеты последовательно, получаем вектор длиной 500×600 , а строя транспонированный к нему вектор и перемножая матрично эти вектора после вычитания средних значений $a_0 = \langle S(v_j, t_k) \rangle$, имеем матрицу ковариаций размером $300\,000 \times 300\,000$, которую и следует усреднить по всем включенным в наблюдения периодам N (всего 450 в отдельной серии или 1350 для трех серий вместе). Суперпозиция одинаково нормированных собственных векторов $a_i(v_j, t_k)$ (ЧВЭОФ) получающейся корреляционной матрицы размером $300\,000 \times 300\,000$

(умноженных на зависящие от времени кадра τ_N коэффициенты $Y_i(\tau_N)$), дополненная вычтенными ранее средними значениями $a_0(v_j, t_k)$ и символически записанная в виде

$$a_0(v_j, t_k) + \sum_i Y_i(\tau_N) a_i(v_j, t_k), \quad (1)$$

дает интересующий нас корреляционно-обусловленный динамический спектр. Величины собственных чисел y_i этих векторов a_i ($i = 1, 2, \dots$) характеризуют их средний по времени относительный вес в данной суперпозиции главных компонент (Джоллифф, 1986). Во многих случаях, включая исследуемый ниже, число значимых векторов примерно равно корню квадратному из числа включенных в анализ периодов вращения пульсара (кадров), т.е. порядка 20 в нашем случае. Точный вес y_i отдельных ЧВЭОФ в полной суперпозиции зависит от предварительной обработки данных; в проведенных расчетах, использующих представленную в следующем разделе процедуру подготовки данных, для указанных первых 20 ЧВЭОФ суммарный вес $\sum_{i=1}^{i=20} y_i$ составлял около 30 % от общего веса всех ненулевых компонент.

Отметим, что можно построить аналогичную матрицу ковариаций значений в разных кадрах (окнах), усредненную как по частоте, так и по времени внутри окна. Это будет матрица размером 450×450 с собственными векторами, элементы которых равны введенным выше коэффициентам разложения $Y_i(\tau_N)$ ($i = 1, 2, \dots$), а ее нетривиальные собственные значения будут совпадать с ненулевыми собственными значениями y_i указанной выше большой матрицы ковариаций (остальные собственные значения последней равны нулю; в отличие от y_i , значения $Y_i(\tau_N)$ могут быть отрицательными). Для каждого ненулевого i -го собственного значения двух матриц имеем два соответствующих собственных вектора $Y_i(\tau_N)$ и $a_i(v_j, t_k)$, указанное выше произведение которых при надлежащей нормировке описывает вклад i -й ЧВЭОФ в динамический спектр радиоимпульса, варьирующийся от кадра к кадру.

ОБРАБОТКА ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ И ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА

Перед изложением полученных результатов укажем важные детали реализации разработанного метода, обусловленные характером имеющихся наблюдений.

Во-первых, для надлежащего учета огромного разброса значений спектральной интенсивности сигнала $S(v_j, t_k)$ динамического спектра как функции частоты v и времени t в каждом кадре в качестве данных наблюдений удобно использовать логарифм исходной величины: $s = \ln(S + C)$.

Здесь постоянная C находится эмпирически из условия получения наибольшего числа наиболее четких ЧВЭОФ и для имеющихся данных наблюдений примерно равна 1 % от их среднего значения по частоте и профилю импульса: $C \approx 0.01a_0 = 0.01\langle S(v_j, t_k) \rangle$. Такой выбор, с одной стороны, исключает нежелательный вклад отрицательных, но больших по абсолютной величине значений логарифма при случайной регистрации шума радиотелескопа на очень низком уровне, а с другой стороны, позволяет выделить и исследовать весьма слабые составляющие импульса пульсара. Принимая это, в приведенном выше разложении сигнала по ЧВЭОФ и всюду ниже (кроме рис. 4) будем подразумевать сделанной замену $S(v_j, t_k) \rightarrow s(v_j, t_k)$, в частности, считать $a_0 = \langle s(v_j, t_k) \rangle$.

Во-вторых, особое внимание следует уделять согласованию строго периодического, благодаря вращению пульсара с периодом $P \approx 0.7145$ с, деления ряда данных наблюдений метками начала кадров τ_N , где разность $\tau_N - \tau_{N-1} = P$, с величиной дискретного шага отсчетов по времени, получившейся равной $\delta\tau \approx 0.20496$ мкс, при заданном числе (около 600) таких отсчетов на каждом периоде (кадре). Это согласование сделано в каждой серии наблюдений 08.07.2018, 03.09.2019, 03.04.2021 для всех кадров, т.е. временных окон $N = 1, \dots, 450$, путем линейной аппроксимации положений максимумов основной компоненты импульса для тех нескольких процентов окон, в которых эти максимумы выделены наиболее четко. В результате в каждом из 3×450 окон начало отсчета дискретных точек по времени t_k выбрано согласно ожидаемому усредненному положению максимума излучения, который фактически определяет положение центра наиболее мощной (III-й, см. ниже) составляющей импульса. Согласование временной сетки и центров кадров удалось сделать с точностью 0.002 % при длине данных порядка 300 с, что для каждого окна соответствует возможному смещению его центра относительно указанного максимума излучения на величину $\lesssim 3$ мс (по-видимому, эта величина задается естественным джиттером импульсов, а не погрешностью измерений). Важно, что проведенная процедура и нижеследующие выводы не требуют точного знания периода пульсара P , а указанный шаг отсчетов по времени $\delta\tau$ находится из согласования с величиной периода $P \approx 0.7145$ с в пределах погрешности такта считывания данных с приемника радиотелескопа.

В-третьих, уточненный шаг временной сетки помог правильно скомпенсировать дисперсионное запаздывание в динамических спектрах наблюдений. С использованием фактических данных $s(v, t)$ на основе критерия отсутствия искажений типа запаздывания в получаемых ЧВЭОФ удалось найти среднюю по динамическому спектру меру дисперсии $DM = 26.76$ пк см⁻³, которая с точностью

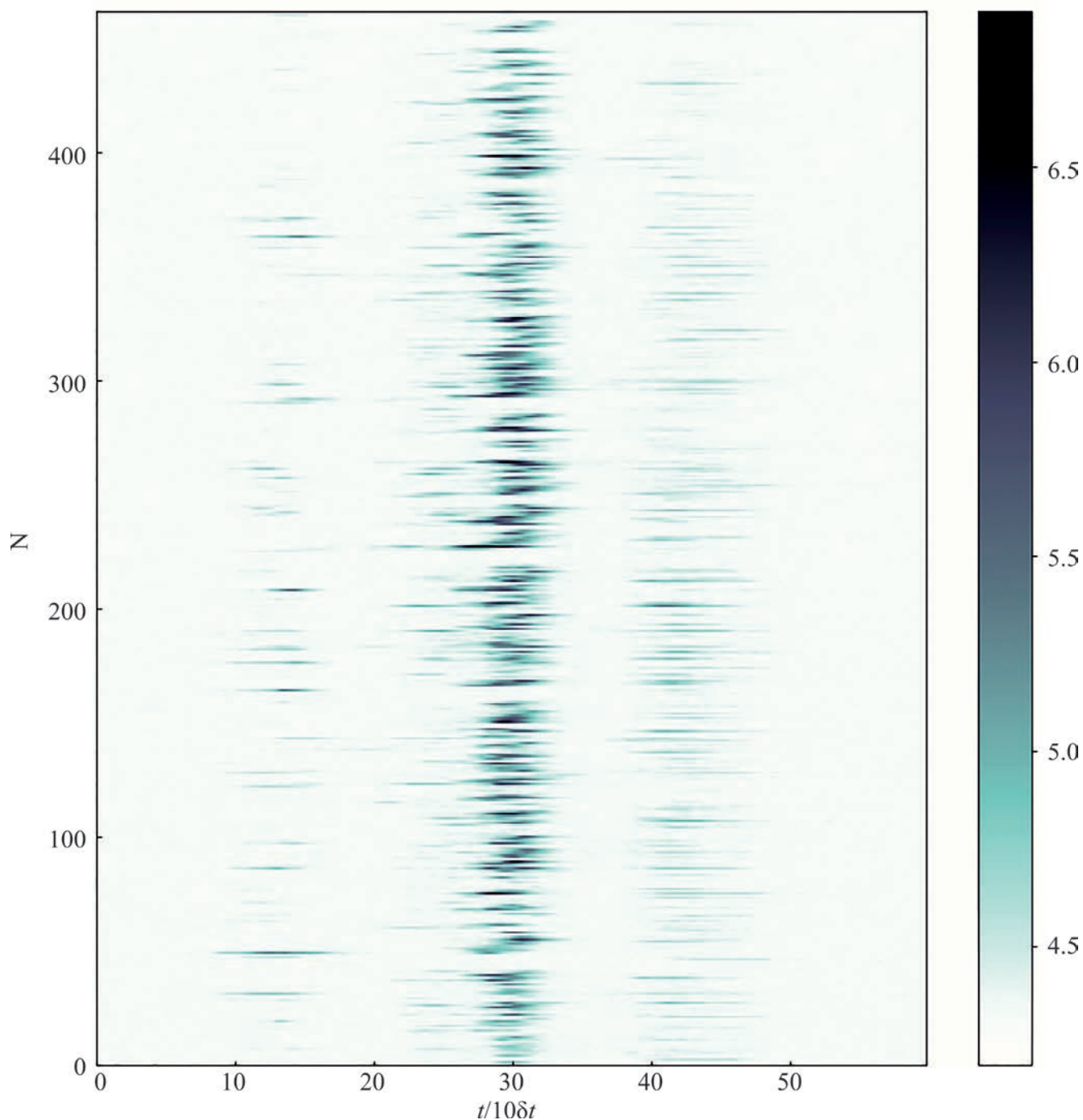


Рис. 1. Развертка с шагом $10\delta\tau \approx 2.0496$ мс, отвечающим повороту пульсара на $\approx 1^\circ$, профиля интенсивности излучения PSR B0329+54 (усл. ед.), принимаемого в диапазоне 109.6–112 МГц, для серии последовательных кадров $N = 1, \dots, 450$ импульса пульсара после компенсации дисперсионного запаздывания с использованием найденной меры дисперсии $DM = 26.76$ пк/см³.

0.07 % совпала с известной для PSR B0329+54 величиной, определенной из наблюдений гораздо большей длительности (Манчестер и др., 2005; <https://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>). Забегая вперед, следует отметить, что при увеличении

массива данных о динамическом спектре в достаточно широком диапазоне частот на более длительном промежутке времени развитый метод периодических главных компонент, эффективно подавляющий не связанные с импульсом шумы при

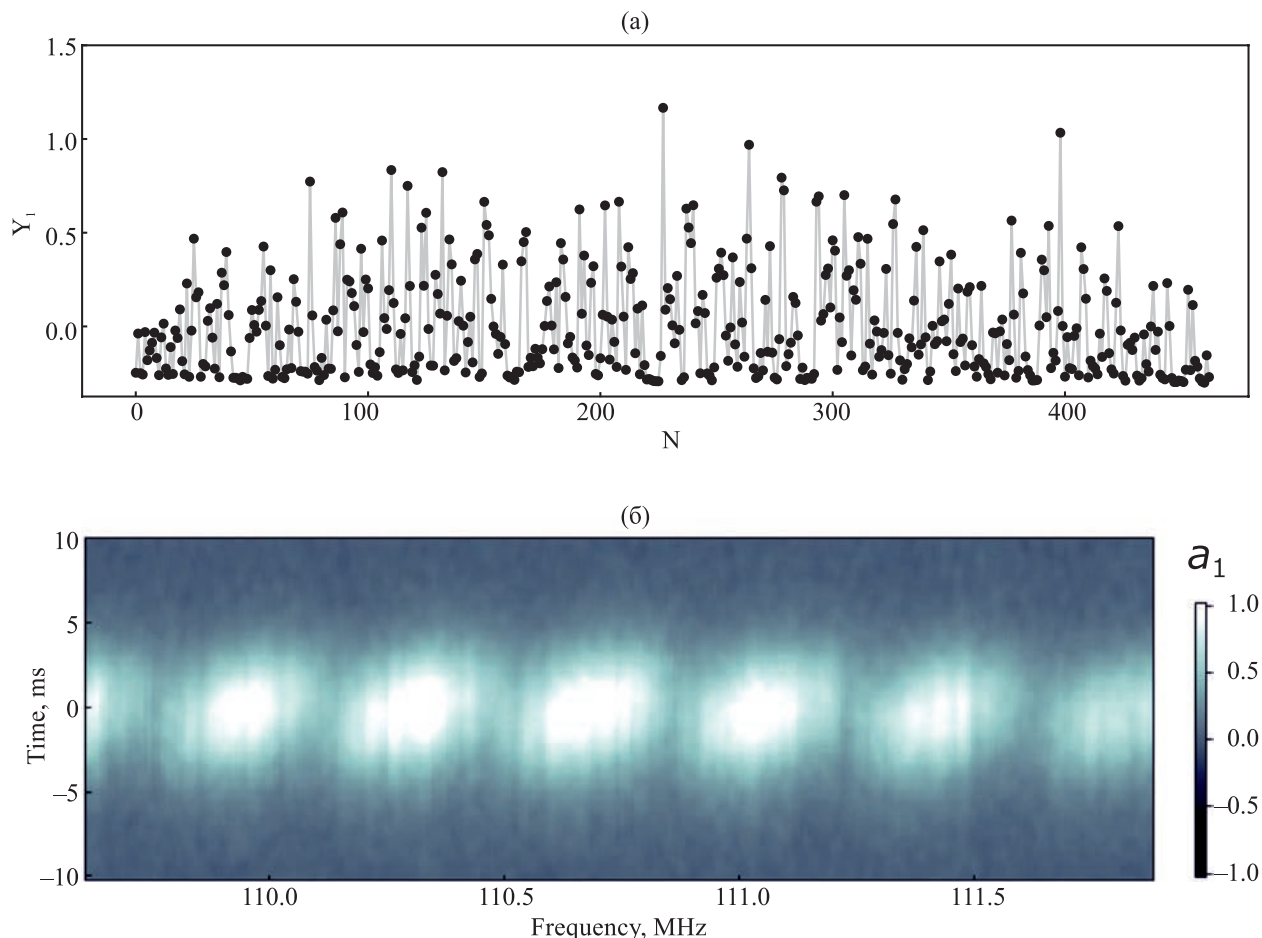


Рис. 2. Первая, наиболее весомая ЧВЭОФ a_1 в разложении динамического спектра PSR B0329+54 методом периодических главных компонент: (а) — относительный вклад $Y_1(\tau_N)$ на последовательности кадров (оборотов пульсара) $N = 1, \dots, 450$; (б) — частотно-временная форма с признаками модуляции фарадеевского типа.

нахождении указанных ЧВЭОФ, может позволить найти отличие частотной зависимости временной задержки радиоимпульса в плазме от закона обратного квадрата частоты, как это ожидается при наличии магнитного поля на значительном участке распространения сигнала в плазме (Филлипс, Вольшан, 1992; Бриксен и др., 2002; Хассал и др., 2012; Доннер и др., 2019; Кулкарни, 2020). Заметим также, что на этапах определения меры дисперсии DM и согласованного нахождения величин P и $\delta\tau$, а также для уменьшения роли шума оказалось полезным размывать исходные данные при помощи гауссова фильтра с размером ядра по пикселям частоты и времени около 5×5 (или даже больше при поиске центров отдельных кадров).

В-четвертых, для определенности результаты анализа наблюдаемых динамических спектров приведены ниже при указанной обработке всех трех серий наблюдений как одного массива данных (на рис. 1, 2а и 3а одна серия фигурирует лишь для наглядности). При этом из-за принятой процедуры отбраковки кадров по превышению уровня

сигнала над уровнем шумов вклад более зашумленной серии 03.09.2019 в статистические распределения (гистограммы) был заметно ниже вкладов двух других серий 08.07.2018 и 03.04.2021. Обработка трех серий по отдельности дает качественно те же результаты для большинства характеристик полного динамического спектра и каждой из обнаруженных (до девяти) составляющих импульса PSR B0329+54 (правда, немного осложняется чуть большим уровнем шума, особенно мешающего в серии 03.09.2019). Исключение отмечено лишь для нетипичных “двугорбых” гистограмм некоторых параметров модуляции излучения, где относительные веса “горбов” заметно отличались в разных сериях наблюдений для двух-трех составляющих, наиболее близких к самой интенсивной составляющей III, если учитывались кадры с близкими уровнями полезного сигнала и шума. Примером служит изображенное на рис. 8 в разделе 5 “двугорбое” распределение периода модуляции фарадеевского типа для составляющей IV, в которой левый, меньший “горб” в основном набирается из данных серии

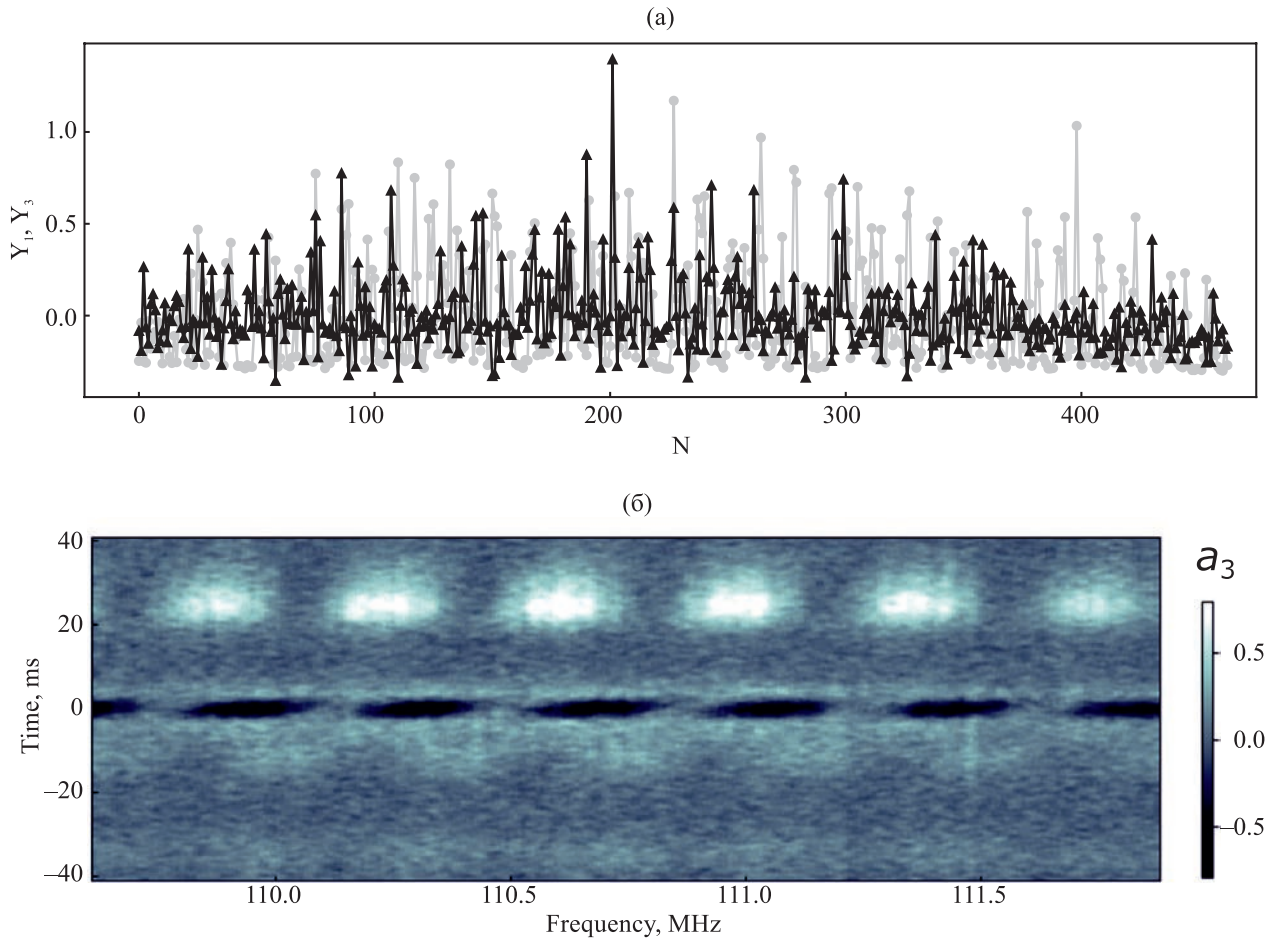


Рис. 3. Третья ЧВЭОФ a_3 в разложении динамического спектра PSR B0329+54: (a) — относительный вклад $Y_3(\tau_N)$ (треугольники, черная ломаная) в сравнении с вкладом $Y_1(\tau_N)$ первой ЧВЭОФ (кружки, серая ломаная) на последовательности кадров $N = 1, \dots, 450$; (b) — частотно-временная форма с признаками модуляции фарадеевского типа, включающая в основном “верхнюю” составляющую импульса V при временах t около 26 мс и отчасти “нижние” составляющие I и VI при временах t около -33 мс и -10 мс, а также следы “центральной” составляющей III при $t \approx 0$.

03.09.2019 (хотя выборка достоверных кадров еще недостаточно велика для статистически обоснованных суждений). С учетом сказанного можно считать, что все три серии наблюдений 2018–2021 гг. относятся к одному (а не разным — нормальному и аномальному, ср. Бялковский и др., 2018; Бринкман и др., 2019; Сулейманова, 1989) режиму излучения PSR B0329+54, изменение параметров которого за три года оказалось незначительным, не проявившимся в исследованных наблюдениях.

Компьютерная реализация метода основана на стандартных библиотеках языка программирования Python и обеспечивает предварительную обработку данных, валидацию коэффициента дисперсии и временной шкалы, эффективный расчет ЧВЭОФ для данных в десятки Гб. Эта методика применима для работы с данными в десятки раз большими по объему, однако при

анализе наблюдений других пульсаров может потребоваться “ручная” настройка ряда блоков программы. Отдельно отметим, что численная реализация не требует явного вычисления матрицы ковариаций размером порядка $300\,000 \times 300\,000$, поскольку алгоритмическая реализация метода главных компонент допускает последовательное нахождение ЧВЭОФ, начиная с наиболее весомых, интересующих нас прежде всего. Выбор точного числа значимых ЧВЭОФ в методе главных компонент обычно неоднозначен и во многом определяется эмпирически. В нашем случае адекватность очистки сигнала от шума в отдельных окнах (кадрах) обычно требует учета около 15 ЧВЭОФ (см. рис. 4 ниже), что хорошо согласуется с известным правилом Кайзера (Кайзер, 1960). Наилучшая видимость в кадре отдельных составляющих импульса достигалась при учете около 20 первых ЧВЭОФ.

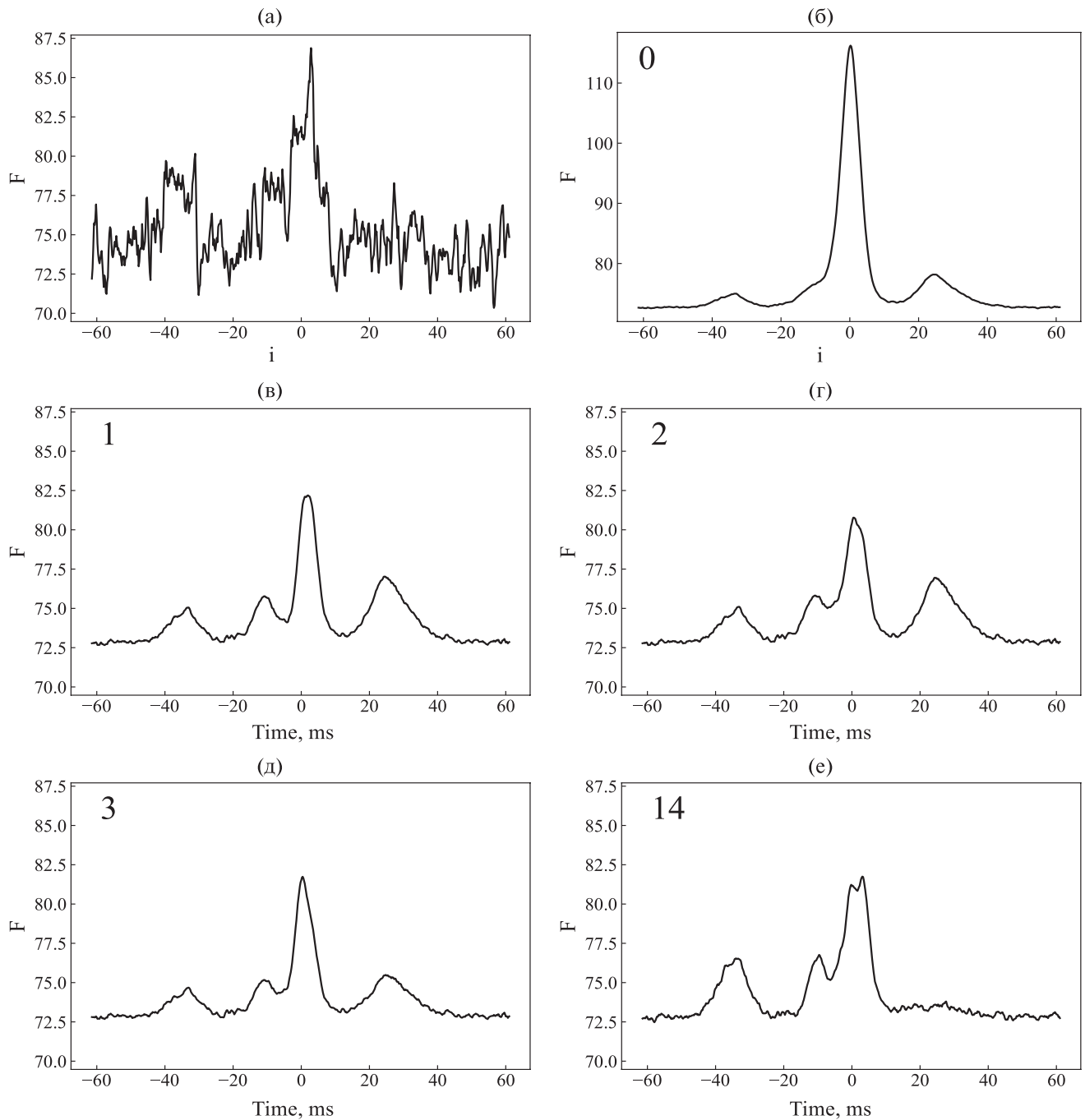


Рис. 4. Аппроксимация интенсивности импульса PSR B0329+54 (усл. ед.), просуммированной по 500 каналам в полосе шириной почти 2.5 МГц на несущей частоте 111 МГц, для N -го временного окна (кадра) длительностью 50 мс с шагом $\delta t \approx 2.0496$ мс, отвечающим повороту пульсара на $\approx 1^\circ$: (а) — исходные данные $\sum_j S(v_j, t_k)$ (после первичной обработки согласно разделу 3, но без перехода к логарифму $s = \ln(S + C)$); (б) — усредненный по частоте и всем сериям наблюдений профиль импульса $\langle \sum_j S(v_j, t_k) \rangle$; (б)–(е) — модификация этого профиля путем дополнительного включения ряда первых ЧВЭОФ с наибольшими весами — одной, двух, трех и четырнадцати соответственно.

Количество значимых ЧВЭОФ и их частотно-временная форма по существу не менялись при различной предварительной обработке данных, в

том числе при удалении более зашумленных кадров с сохранением только около 100 штук или, наоборот, при объединении всех трех серий в

одной обработке с доведением числа кадров до 1000. Впрочем, получаемые распределения (гистограммы) различных параметров тех или иных составляющих импульса количественно зависят от характера обработки данных и отношения уровня полезного сигнала к шуму, используемого для отбора кадров, включаемых в исследуемое статистическое распределение. Соответствующая оптимизация с целью получения качественно надежных и наиболее точных результатов достигалась нами эмпирически; ее описание выходит за рамки настоящей работы.

Для иллюстрации подобного расчета на рис. 2 приведены относительный вес $Y_1(\tau_N)$ в каждом кадре и независимая от кадра форма $a_1(v_j, t_k)$ первой ЧВЭОФ, входящей в указанное в конце раздела 2 разложение со средним весом y_1 , сравнимым с общим весом всех остальных 19 значимых ЧВЭОФ. Отметим, что на данном и последующих рисунках шкала оттенков серого является логарифмической. Как будет показано в следующем разделе, первая ЧВЭОФ отвечает III-й, наиболее интенсивной составляющей импульса, почти на два порядка превышая уровень шума, и затмевает ближайшие к ней составляющие, выделение и определение характеристик которых требует привлечения следующих ЧВЭОФ. Для полноты картины приведем относительные веса первых 14 ЧВЭОФ, нормированные на вес первой из них и полученные при указанной обработке данных путем сглаживания динамического спектра гауссовым фильтром размером 5×5 пикселей: $y_i/y_1 = 1, 0.28, 0.11, 0.09, 0.05, 0.04, 0.04, 0.035, 0.027, 0.024, 0.021, 0.017, 0.016, 0.016$.

ВЫЯВЛЕНИЕ ДЕВЯТИ СОСТАВЛЯЮЩИХ ИМПУЛЬСА PSR B0329+54

Составляющие импульса, которые условно можно назвать корреляционными, определялись путем последовательного сравнительного анализа 15 построенных функций $a_0, \dots, a_{14}$ на плоскости “частота–время” (v, t) . Привлечение высших ЧВЭОФ не только не приводило к сколько-нибудь надежному выделению новых составляющих, но и не усиливало достоверность наличия прежних. В итоге корреляционный анализ динамического спектра позволил указать девять составляющих импульса PSR B0329+54 со следующим расположением их центров на усредненном профиле:

– условный номер m составляющей импульса I, VI, VII, II, VIII, III, IV, IX, V;

– относительное расположение (в градусах) $-17, -5, -3.3, -2.5, -1.8, 0.0, 1.2, 2.5, 13$;

– относительное расположение (в мс) $-33, -10, -6.6, -5, -3.5, 0.0, 2.5, 5, 26$.

Угловое расстояние между крайними лепестками диаграммы направленности радиоизлучения

данного пульсара составляет $\sim 30^\circ$ и примерно соответствует измеренному на других частотах (см., например, Гангадхара, Гупта, 2001; Хассал и др., 2012). Как и ожидалось, согласно сравнительному анализу многочастотных наблюдений профиля импульса PSR B0329+54 (Хассал и др., 2012), около частоты 111 МГц вполне изолированными являются только четыре компонента этого профиля, отвечающие четырем найденным нами составляющим импульса, обозначенным выше как I, III, V, VI. Важно не смешивать обозначения компонент профиля импульса в указанных работах и обозначения вышеуказанных составляющих динамического спектра импульса. Заметим, что выделение последних, в отличие от первых, было бы возможно, даже если уровень некогерентных шумов, не связанных с импульсом, был сравним или превышал уровень сигнала, в том числе шумоподобного, но периодического по природе и содержащего выраженные корреляционные детали динамического спектра.

Самая интенсивная составляющая III, видимая на рис. 2б, так или иначе присутствует на всех исследованных ЧВЭОФ. Остальные составляющие хорошо заметны всего на нескольких ЧВЭОФ, а составляющие IV и VIII (наиболее близкие к III-й) — только на двух-трех ЧВЭОФ. Подтверждение достоверности последних, как и надежное установление свойств составляющих II, VII, IX (включая разделение тесно примыкающих друг к другу соседей VII, II, VIII), которые также в значительной мере затмеваются “центральной” составляющей III, требует выборочного сложения части включающих их ЧВЭОФ или анализа суперпозиции всех значимых 15–20 ЧВЭОФ. Последнее особенно ценно для тех немногих кадров, на которых наиболее слабо представлена эта III-я составляющая, а следовательно, и определяемые ею первые две ЧВЭОФ a_1, a_2 . Подчеркнем, что идентификация отдельной составляющей в импульсе не обязательно требует одновременного присутствия в той же его части какого-либо локального экстремума или особенности, поскольку корреляционные детали динамического спектра излучения могут и не проявляться на профиле его интенсивности.

Анализ указанных вопросов будет представлен в отдельной работе. Тем не менее качественное различие свойств модуляции фарадеевского типа для найденных девяти составляющих (см. следующие разделы) не оставляет сомнений в том, что они обусловлены реальными особенностями источника радиоизлучения, а не являются артефактами развитого метода периодических главных компонент и, в частности, присущей ему ортогональности ЧВЭОФ на плоскости (v, t) как собственных векторов матрицы ковариаций принимаемого дискретного динамического спектра сигнала.

Составляющие импульса I, V, VI, далеко отстоящие от III-й, хорошо представлены на нескольких ЧВЭОФ, начиная с третьего a_3 , изображенного на рис. 3б, где доминирует “верхняя”, V-я составляющая. Она хорошо согласуется с локальным максимумом интенсивности импульса на тех кадрах, где, как показано на рис. 3а, ее уровень выше, чем уровень III-й составляющей. Аналогичная ситуация имеет место и для ЧВЭОФ a_5 , где доминируют I-я составляющая, тогда как VI-я составляющая достаточно четко проявляется уже на ЧВЭОФ a_3 , а также a_6 , a_8 и a_{11} .

Пример указанного сложения как части ЧВЭОФ от a_1 до a_3 , так и всех значимых ЧВЭОФ 1–14, дан на рис. 4 для специально выбранного кадра N с умеренной интенсивностью на месте расположения “центральной”, III-й составляющей импульса (см. рис. 4а; именно поэтому амплитуда графика $\sum_j a_0(v_j, t_k)$ на рис. 4б на треть выше, чем для остальных рис. 4б–е). Для простоты проведено суммирование по всем спектральным каналам приемника и используется исходная спектральная мощность сигнала S без дополнительного логарифмирования. Как видим, при последовательном добавлении к среднему уровню зашумленного сигнала (график 4б) очищенных от шумов 1-й, 2-й и 3-й ЧВЭОФ происходит подчеркивание наиболее часто регистрируемых и сильных компонент, отвечающих составляющим I, III, V, VI. Однако при добавлении к трем первым ЧВЭОФ 1–3, имеющим вес 23.9%, еще 11 следующих ЧВЭОФ, общий вес которых составляет всего 6.6%, профиль импульса существенно деформируется (особенно в правом плече, см. рис. 4е) и неплохо аппроксимирует исходную запись рис. 4а с практически отсутствующим максимумом на месте расположения составляющей V и расщепленной вершиной, формируемой близлежащими к III составляющими импульса. Подобный анализ вклада различных составляющих в профиль импульса для разных кадров оказывается еще более информативным при использовании развернутого динамического спектра (без суммирования по частотам) в ходе добавления в суперпозицию ЧВЭОФ членов со все большими номерами или только преимущественно тех ЧВЭОФ, в которых проявляется исследуемая составляющая m , как это делается в следующих разделах 5–7.

Отметим, что ЧВЭОФ 2 и 4 (рис. 5а,б) описывают наиболее значимые (грубые) соответственно асимметричные и симметричные черты центральной части динамического спектра, обусловленные не только несимметричным профилем и/или джиттером последовательности импульсов составляющей III, но и вкладом более слабых примыкающих к ней составляющих. Отделить этот вклад и выделить последние более явно можно только с использованием следующих ЧВЭОФ. Для этого

недостаточно 5-й ЧВЭОФ (рис. 5в), которая лишь указывает на плавную спектральную неоднородность III-й и примыкающих к ней составляющих, т.е. на зависимость их амплитуд от частоты (конечно, во многом эта зависимость привносится и неоднородной по спектру чувствительностью радиотелескопа). Кстати, сравнение ЧВЭОФ a_5 с двумя ЧВЭОФ a_4 , a_3 (рис. 5 и 3) показывает, что наиболее отдаленные составляющие I и V слабо коррелируют друг с другом, хотя каждая из них обладает заметной корреляцией с составляющей III (а та, в свою очередь, имеет корреляционную связь с близлежащими составляющими, что демонстрируют следующие по номеру ЧВЭОФ).

Сказанное ясно из совместного анализа ЧВЭОФ 11 и 12 (рис. 6), на которых уже проявляется тонкая структура центральной части динамического спектра, обусловленная слабыми, трудно различимыми составляющими II, IV, VII, VIII, IX (положения их центров на профиле импульса находятся из функций a_4 , $a_8 - a_{12}$), а также сопровождающей их более сильной составляющей импульса VI. В отношении наиболее отдаленных составляющих I и V две данные ЧВЭОФ демонстрируют асимметрию их профилей и/или джиттер импульсных последовательностей (аналогично рис. 5 для составляющей III) и снова свидетельствуют об отсутствии их взаимной корреляции. Согласно рис. 5в и 6б, следует обратить внимание на то обстоятельство, что степень линейной поляризации самой “нижней” составляющей I является весьма небольшой, возможно, порядка 10%, поскольку ее модуляция фарадеевского типа на ЧВЭОФ a_5 (но не на a_{12}) слабо выражена, тогда как эта модуляция для остальных составляющих на всех значимых для них ЧВЭОФ является глубокой, что означает высокую степень линейной поляризации больше или порядка 50%. К сожалению, в используемых данных наблюдений отсутствует полноценная регистрация параметров Стокса, так что у нас нет возможности продемонстрировать эффективность развитого метода периодических главных компонент для количественной оценки всех поляризационных характеристик составляющих импульса PSR B0329+54.

“ФАРАДЕЕВСКОЕ” ВРАЩЕНИЕ: ОТЛИЧИЯ ДЛЯ РАЗНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ

Согласно широко распространенным представлениям (Сулейманова и др., 1983, 1988; Сулейманова, 1989; Сулейманова, Пугачев, 1998; Или, 2019; Соби, 2021), присутствующая на динамическом спектре и его ЧВЭОФ частотно-периодическая модуляция линейно поляризованной компоненты излучения пульсара с периодом ν_m (в Гц) обусловлена фарадеевским вращением угла ψ (в рад) плоскости поляризации в магнитоактивной плазме на пути к радиотелескопу по закону

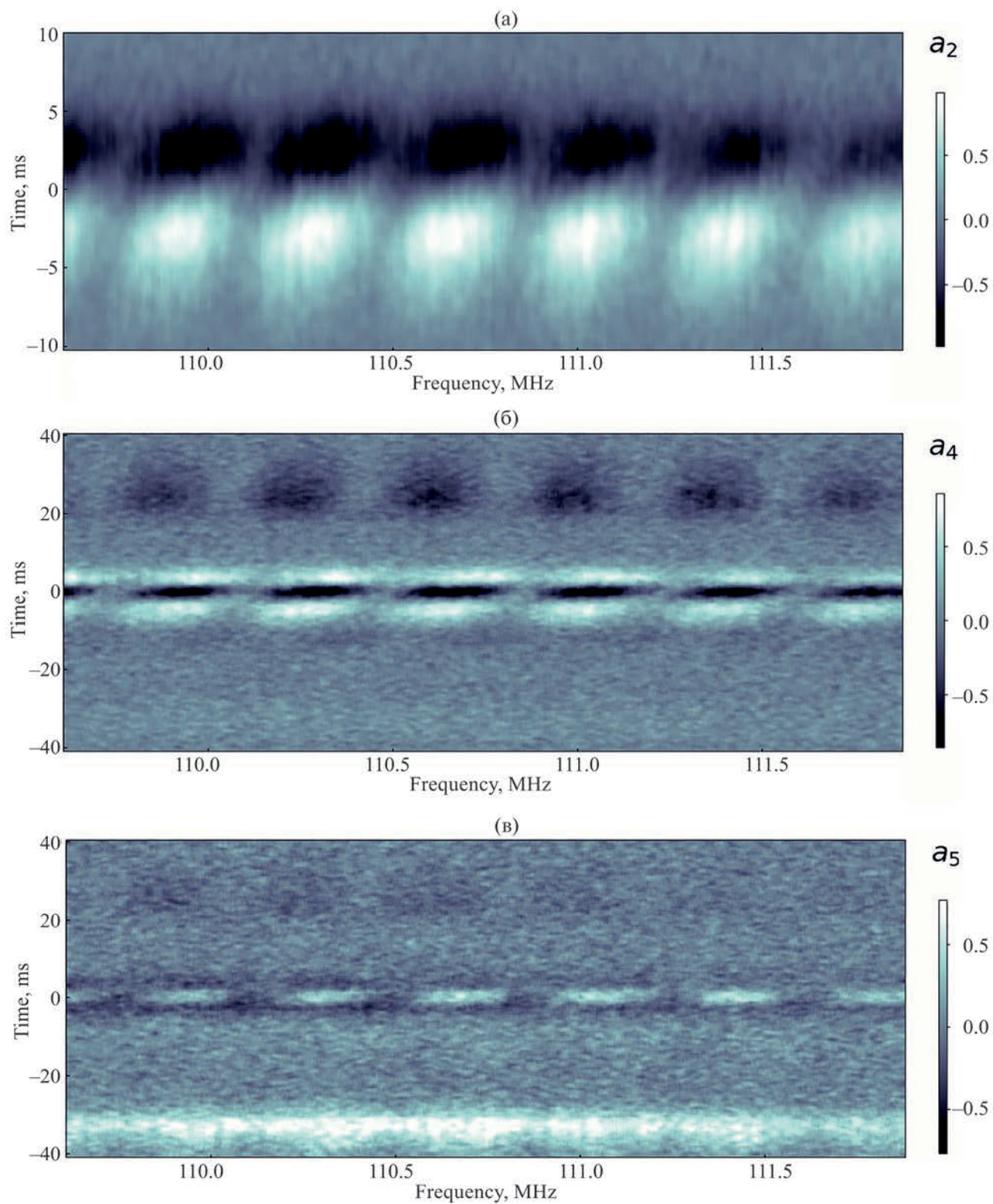


Рис. 5. Вторая (а) a_2 , четвертая (б) a_4 и пятая (в) a_5 ЧВЭОФ в разложении динамического спектра PSR B0329+54, демонстрирующие асимметрию и слабую корреляционную связь основных составляющих импульса: “центральной” П-й при $t \approx 0$ (с ее тонкой структурой) и “удаленных” V-й и I-й (отвечающих временам t около 26 мс и –33 мс соответственно), различающихся глубиной “фарадеевской” модуляции.

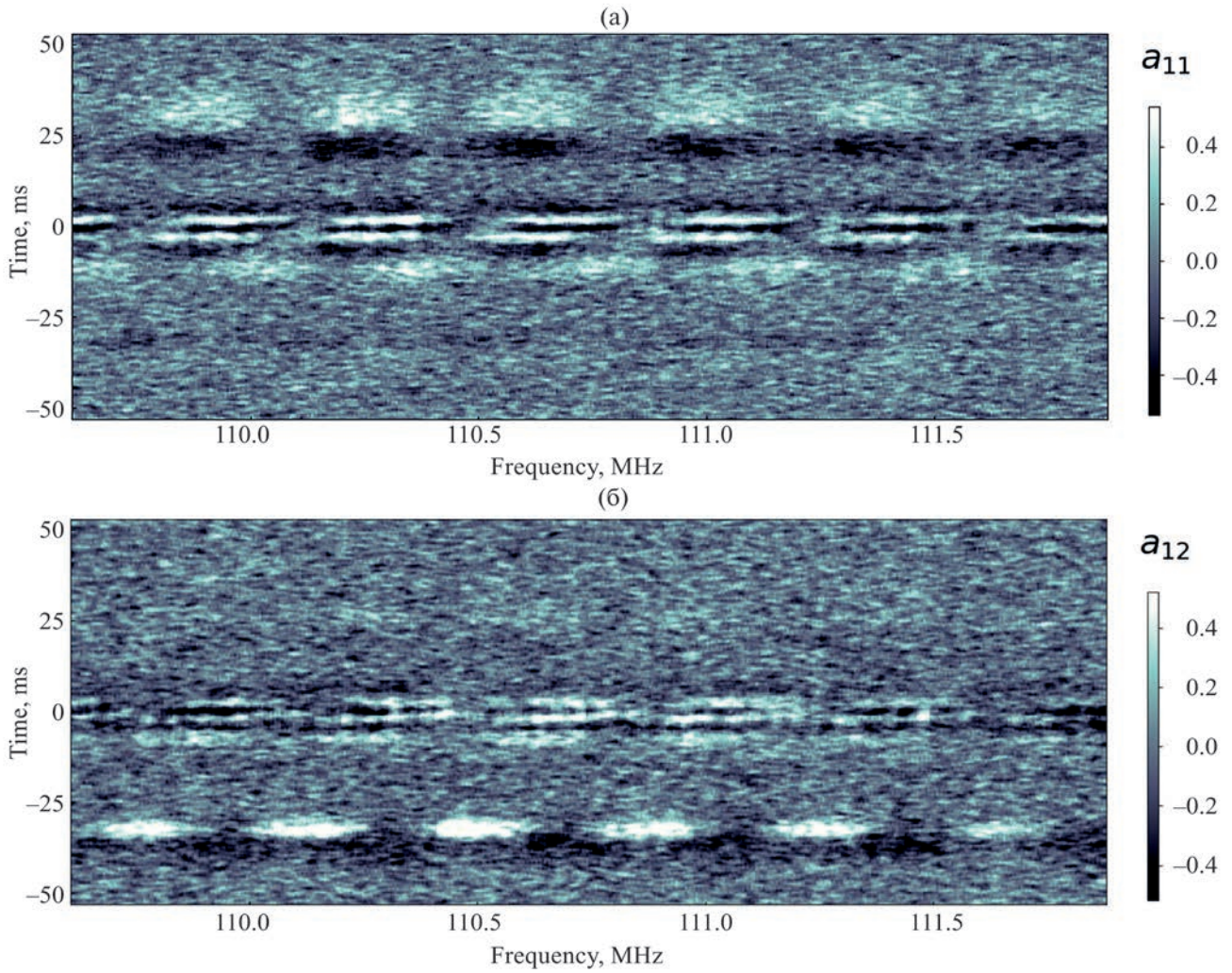


Рис. 6. Одиннадцатая (а) a_{11} и двенадцатая (в) a_{12} ЧВЭОФ в разложении динамического спектра PSR B0329+54, подтверждающие асимметрию временного профиля либо джиттер импульсной последовательности наряду со слабой взаимной корреляцией наиболее “удаленных” составляющих импульса — V-й и I-й (отвечающих временам t около 26 мс и –33 мс соответственно), обе с похожими признаками модуляции фарадеевского типа.

$\psi = \lambda^2 RM$, где $\lambda = c/\nu$ — длина радиоволны (в м), c — скорость света в вакууме. Величина фигурирующей здесь меры вращения RM (в рад/м²) однозначно связана с эффективным периодом фарадеевской модуляции ν_m : $|RM| = \pi \nu_0^3 / (2c^2 \nu_m)$, где $\nu_0 \approx 110.8$ МГц — несущая (центральная) частота приемника. Для каждой составляющей импульса $m = \text{I}, \dots, \text{IX}$ осцилляции интенсивности $s(\nu_j)$ в сечении динамического спектра вдоль оси частоты ν в момент времени t_m , отвечающий локальному максимуму ее динамического спектра, можно аппроксимировать законом фарадеевской модуляции (отвечающим известному закону вращения плоскости поляризации)

$$s(t_m, \nu) = c_m + s_m \sin(\phi_m + 2\pi(\nu - \nu_0)/\nu_m). \quad (2)$$

Здесь s_m , ν_m и ϕ_m — амплитуда, эффективный частотный период и фаза этой модуляции, c_m — постоянная величина, эти величины выбираются из условия наименьшей среднеквадратичной невязки с данными. В среднем по всем составляющим (при определяющем вкладе III-й) и по всем сериям наблюдений период фарадеевской модуляции составил почти 77 спектральных каналов приемника, каждый с полосой 4.88 кГц, что соответствует величине $\langle \nu_m \rangle \approx 0.373$ МГц (результаты отдельных серий совпали с точностью около 1%). Отсюда находится средняя мера вращения PSR B0329+54 $\langle RM \rangle \approx 63.6$ рад/м² и соответствующий фарадеевский угол $|\psi| = \lambda_0^2 |RM| \approx 148\pi$ (при $\lambda = \lambda_0 \approx 2.7$ м), согласующиеся с известными

наблюдениями (Манчестер и др., 2005; <https://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>).

Тем не менее для некоторых отдельных составляющих импульса эквивалентная мера вращения и эффективный период “фарадеевской” модуляции оказались заметно различающимися. Так, с использованием 10-й ЧВЭОФ, согласно рис. 7, для IX-й составляющей в момент времени $t_{IX} = 5$ мс частотный период находится как $\nu_{IX} = 0.383$ МГц, т.е. равен ширине 78.5 спектральных каналов приемника. Это значение получается как непосредственно из аппроксимации IX-й составляющей 10-й ЧВЭОФ (рис. 7а), так и из более точной статистической обработки отдельных кадров динамического спектра с хорошо выраженной IX-й

составляющей (рис. 7б). Заметим, что здесь и ниже говорится именно об эквивалентной (!) мере вращения и эффективном периоде “фарадеевской” модуляции (что подчеркивается кавычками), поскольку их физическая интерпретация для отдельных составляющих импульса может не исчерпываться классическим эффектом Фарадея вращения плоскости поляризации квазимонохроматического излучения в однородной магнитоактивной плазме (ср., например, Рамачандран и др., 2004; Ноутсос и др., 2009; Ванг и др., 2011; Дай и др., 2015; Или и др., 2019; Соби и др., 2021).

Результаты статистической обработки многих десятков кадров по каждой из составляющих $m = I, \dots, IX$ показаны на рис. 8 и обеспечивают

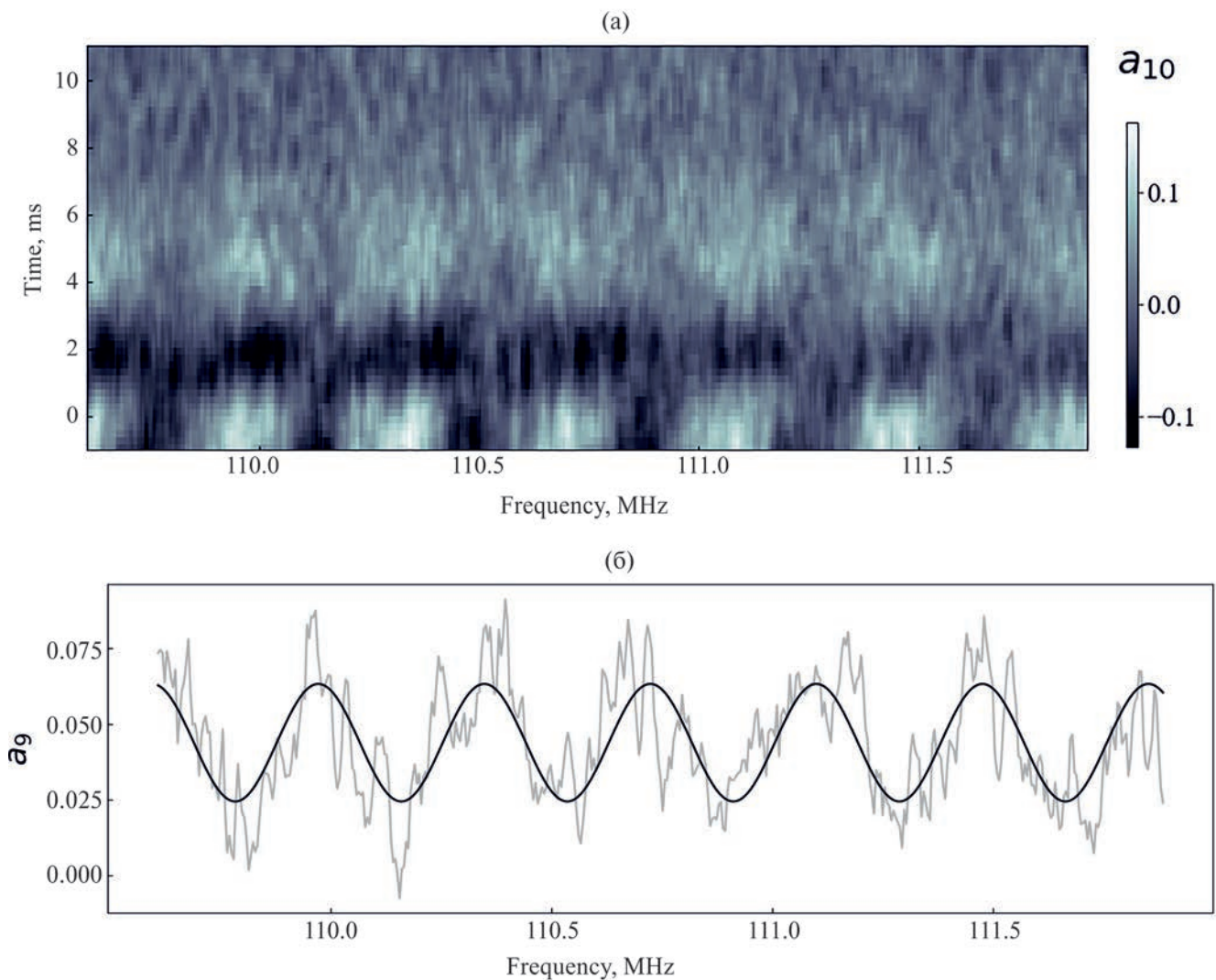


Рис. 7. Десятая a_{10} ЧВЭОФ в разложении динамического спектра PSR B0329+54: (а) — частотно-временная форма в области IX-й составляющей импульса, сосредоточенной на временах t около 5 мс (ниже ряд темных пятен отвечает IV-й составляющей при $t \approx 2.5$ мс); (б) — аппроксимация “фарадеевской” модуляции (усл. ед.) для одного из кадров динамического спектра с хорошо выраженной IX-й составляющей на уровне $t_{IX} = 5$ мс гармоническим колебанием с частотным периодом $\nu_{IX} = 0.38$ МГц, равным ширине почти 78 спектральных каналов приемника, каждый с полосой 4.88 кГц.

лучшую точность, чем явная аппроксимация этих составляющих на нескольких содержащих их ЧВЭОФ. Каждая точка в указанных распределениях измерений эффективного периода “фарадеевской” модуляции получена для одного кадра трех серий наблюдений, содержащих около 1350 кадров, из которых выбраны имеющие максимум динамического спектра для данной составляющей при $t = t_m$, заметно превышающий уровень шумов. При этом для каждого кадра с исследуемой m -й составляющей не только исключались шумы путем использования лишь около 20 значимых ЧВЭОФ в разложении сигнала методом периодических главных компонент, но убирались и близко расположенные (мешающие) другие составляющие путем исключения соответствующих им ЧВЭОФ, на которых исследуемая составляющая практически не представлена. Для отдельных составляющих относительная точность определения их “фарадеевского” периода, т.е. отношение стандартного отклонения к среднему значению периода, оказалась порядка нескольких процентов и отличается в 2–3 раза для разных составляющих.

Самое высокое значение частотного периода “фарадеевской” модуляции $\nu_{VI} = 0.385$ МГц,

примерно равное ширине 79 спектральных каналов приемника, получается для VI-й составляющей. Относительно высокая средняя величина этого периода оказывается и у I-й составляющей, хотя для нее разброс измеренных значений велик из-за слабого уровня сигнала, не обеспечивающего надежные измерения. Разброс измеряемых значений периода фарадеевской модуляции велик и у IV-й составляющей, что, как отмечалось, во многом обусловлено отличием результатов серии наблюдений 03.09.2019 от результатов двух остальных серий, для которых данный период в среднем почти на 5% выше, чем для указанной 03.09.2019. Различия серий наблюдений для основной III-й составляющей импульса выражено слабо, однако разброс измеренных эффективных периодов ее “фарадеевской” модуляции весьма велик (при среднем значении $\langle \nu_{III} \rangle$ около 0.373 МГц), что в условиях наличия большого уровня сигнала, обеспечивающего хорошую точность расчета порядка 1%, по-видимому, отражает физические особенности механизма генерации данной составляющей.

Самое низкое значение периода “фарадеевской” модуляции $\langle \nu_V \rangle \approx 0.365$ МГц, примерно равное ширине 75 спектральных каналов приемника,

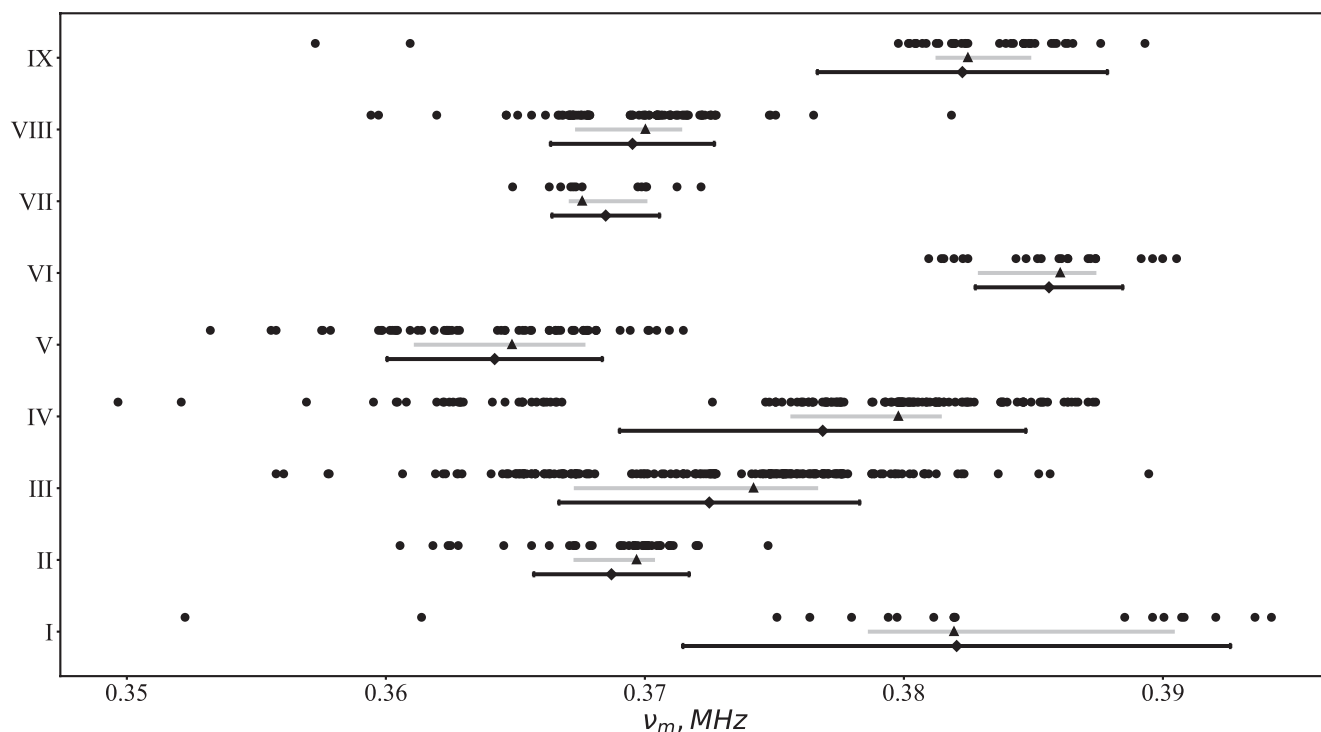


Рис. 8. Распределение частотного периода “фарадеевской” модуляции ν_m для девяти составляющих импульса (номер m дан по оси ординат). Каждая точка — результат измерения периода для одного кадра трех серий наблюдений, содержащих около 1350 кадров, из которых выбраны имеющие максимум динамического спектра для данной составляющей при $t = t_m$, заметно превышающий уровень шумов. Треугольник и проходящая через него тонкая линия отвечают положению медианы и квартили от 25% до 75%; ромб и толстая линия — среднему значению и стандартному отклонению соответственно.

имеет V-я составляющая, далеко отстоящая от основной III-й. Почти такие же низкие значения среднего периода около 0.37 МГц имеют и составляющие II, VII, VIII, близкие друг к другу. Следует обратить внимание на то обстоятельство, что для всех указанных четырех составляющих стандартное отклонение проведенных измерений, как ясно из рис. 8, существенно меньше отличия их периода “фарадеевской” модуляции от такого, значительно большего периода у составляющих VI и IX, для которых стандартное отклонение измерений тоже невелико. Обнаруженные отличия рассчитанных эффективных периодов в 3–6 % должны учитываться при построении модели источника излучения PSR B0329+54. Желательно, конечно, и повышение точности подобных измерений путем использования большего массива наблюдательных данных. Представленные результаты проиллюстрированы гистограммами соответствующих измерений частотного периода “фарадеевской” модуляции для составляющих III, V, VI, VII на рис. 9, где по вертикальной оси легко проследить количество использованных кадров наблюдений с учетом конечного шага гистограмм по частоте, равного десятой части ширины полосы частотного канала приемника, т.е. 488 Гц.

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ФАЗЫ ЧАСТОТНОЙ “ФАРАДЕЕВСКОЙ” МОДУЛЯЦИИ СОСТАВЛЯЮЩИХ ИМПУЛЬСА

Введенные в начале предыдущего раздела фазы φ_m частотной модуляции фарадеевского типа каждой из составляющих импульса распределены практически случайно на интервале $[0, 2\pi]$ как для отдельных, так и для вместе взятых серий наблюдений из 1350 кадров (при этом частотно-зависимые распределения фазы угла “фарадеевского” вращения плоскости поляризации ψ по кадрам в выделенные моменты времени $t \approx t_m$ максимумов отдельных составляющих могут быть и неслучайными). Однако оказывается, что в каждом кадре значение фазы доминирующей III-й составляющей во многом предопределяет значения фаз остальных составляющих, т.е. относительный сдвиг фаз $\Delta\varphi_m = \varphi_{III} - \varphi_m$ между III-й и m -й составляющими является далеко не случайным (причем $\Delta\varphi_m > 0$ при $t_m < 0$). Этот наблюдательный факт также должен учитываться при построении модели источника излучения PSR B0329+54.

Не останавливаясь подробно на этом вопросе, ограничимся иллюстрацией сделанного утверждения для составляющих IV, V, VI, VIII (приводя разности фаз к интервалу $[0, 2\pi]$), в частности, путем добавления к отрицательным значениям $\Delta\varphi_m$ надлежащего целого числа величин 2π). Для них на рис. 10 представлены гистограммы измерений указанной фазы частотной

“фарадеевской” модуляции в отдельных составляющих импульса относительно этой фазы в III-й составляющей, полученные с использованием десятков кадров наилучшего качества при сохранении всех значимых для них ЧВЭОФ подобно тому, как это сделано в предыдущем разделе при анализе периода “фарадеевской” модуляции. Как видим, для составляющих IV и VIII, находящихся справа и слева от центральной III-й (т.е. выше и ниже ее по шкале времени на рис. 6а) и являющихся ближайшими к ней согласно началу раздела 4, фаза заметно отстает и опережает фазу III-й составляющей в среднем на величины $-\Delta\varphi_m$ порядка -0.2π и 0.3π соответственно. Для составляющих V и VI, тоже находящихся справа и слева от центральной III-й, но значительно удаленных от нее, фаза гораздо сильнее отстает и опережает фазу III-й составляющей в среднем примерно на величины -1.6π (а скорее, -3.6π , см. следующий раздел) и 1.5π соответственно.

Вместе с тем не показанные на гистограммах распределения относительной фазы для II-й и VII-й составляющих похожи на указанные распределения для VIII-й, но с другим средним опережением $-\Delta\varphi_m$ около 0.4π и 0.45π соответственно. Распределения относительной фазы для I-й и IX-й напоминают распределения для VI-й и IV-й с другими средними опережением 3.3π (впрочем, возможно и 1.3π) и запаздыванием -0.35π соответственно (хотя оба оказываются более размытыми, особенно для I-й составляющей, вероятно, из-за более слабого уровня сигнала и низкой степени линейной поляризации). Схожесть величин $\Delta\varphi_m = \varphi_{III} - \varphi_m$ для близких соседей II, VII, VIII, а также других соседей I, VI и IV, IX является вполне естественной.

Подчеркнем, что измерения фаз проведены в тех отдельных кадрах, для которых максимум динамического спектра данной составляющей при $t = t_m$ заметно превышает уровень шума. Получаемые распределения разностей фаз зависят от выбранного порога разности между уровнями сигнала и шума, а именно, все сильнее размываются при понижении этого порога. Поэтому сделанные выше утверждения относятся лишь к достаточно сильным сигналам и применительно к модели источника могут дать ограничения, по-видимому, только для весьма локализованных областей генерации соответствующих составляющих импульса в магнитосфере пульсара.

ЧИРП (ДРЕЙФ) ЭЛЕМЕНТОВ ДИНАМИЧЕСКОГО СПЕКТРА ДЕВЯТИ СОСТАВЛЯЮЩИХ ИМПУЛЬСА

Важной особенностью динамических спектров большинства ЧВЭОФ является частотно-временной чирп (дрейф) уровней одинаковой

интенсивности сигнала, включая максимумы и минимумы его величины, для всех составляющих импульса. Так, в области основной, III-й составляющей подобный чирп хорошо виден на рис. 2 и рис. 5. Аналогичный общий наклон элементов динамического спектра прослеживается и при переходе от одной составляющей к другой на различных ЧВЭОФ и на отдельных кадрах динамического спектра импульса радиоизлучения PSR B0329+54.

Для заданной несущей частоты сигнала ν_0 наличие сдвига фаз $\Delta\varphi_m = \varphi_{III} - \varphi_m$ между m -й и III-й составляющими можно интерпретировать как сдвиг частоты сигнала на величину $\Delta\varphi_m \nu_m / 2\pi$ за время $t_m - t_{III} = t_m$, если в первом приближении описания модуляции (2) считать частотный период ν_m одинаковым для всех составляющих m . Тогда можно ввести эквивалентную скорость частотного сдвига, т.е. чирп $g = \Delta\varphi_m \nu_m / (2\pi t_m)$. Для PSR B0329+54 он по порядку величины равен 10–25 МГц/с и не сильно различается для разных составляющих импульса, оказываясь близким к локальной скорости смещения максимума или минимума сигнала на плоскости “частота–время” (ν, t). Статистический анализ чирпа для многих десятков кадров с хорошо выраженными различными составляющими нетрудно провести на основе результатов измерений разностей фаз, представленных в предыдущем разделе.

На рис. 11 для иллюстрации показаны соответствующие гистограммы чирпа тех же составляющих импульса, для которых на рис. 10 были даны относительные фазы частотной “фарадеевской” модуляции. Для IV-й и VIII-й составляющих, являющихся ближайшими соседями центральной III-й составляющей, разброс величин чирпа является большим из-за малых отстроек по времени $|t_m - t_{III}|$, как и для не показанной на рис. 11 составляющей IX. Величины чирпов II-й и VII-й составляющих, следующих за VIII-й и тоже не показанных на рис. 11, имеют более узкие распределения, в основном сосредоточенные в области 10–15 МГц/с. Для VI-й составляющей с большей отстройкой $|t_{VI} - t_{III}| \approx 10$ мс значения чирпа для различных кадров отличаются несильно и довольно велики, даже немного превышая 25 МГц/с.

Наконец, для V-й составляющей, имеющей еще большую временную отстройку $t_V - t_{III} \approx 26$ мс, однозначное определение чирпа для отдельных кадров оказывается невозможным и, согласно рис. 11б, допустимы два разных статистических распределения со средними значениями немного выше 10 МГц/с и немного выше 25 МГц/с, получающимися при использовании двух физических оправданных величин 1.6π и 3.6π средней разности фаз $\Delta\varphi_V = \varphi_{III} - \varphi_V$, которые отличаются на 2π . Вместе с тем для I-й составляющей, несмотря на значительную отстройку $|t_I - t_{III}| \approx 33$ мс, приемлемым представляется лишь вполне определенное распределение чирпа со средним значением около

20 МГц/с, отвечающим величине $-\Delta\varphi_I = 3.3\pi$, и не очень большим разбросом в области 15–25 МГц/с для лучших по качеству сигнала кадров; для указанной в разделе 6 альтернативной средней величины относительной фазы $-\Delta\varphi_I = 1.3\pi$ получающееся среднее значение чирпа немного меньше 8 МГц/с и хуже согласуется со значениями чирпа для других составляющих импульса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ОБСУЖДЕНИЕ

Таким образом, на основе анализа частотно-временных запаздывающих корреляций радиоизлучения пульсара PSR B0329+54 вблизи частоты 111 МГц в полосе 2.5 МГц разработанным методом периодических главных компонент с использованием данных всего нескольких минут наблюдений удается выделить до девяти составляющих его импульса, установить корреляционную связь между ними и для каждой составляющей с высокой точностью порядка нескольких процентов определить эффективный частотный период “фарадеевской” модуляции и эквивалентную меру вращения, а также найти ее фазу относительно фазы наиболее сильной составляющей импульса и скорость частотно-временного чирпа элементов динамического спектра излучения.

Применение развитого метода к анализу данных наблюдений различных пульсаров открывает возможность судить о пространственной структуре источника поляризованного радиоизлучения и структуре окружающей его магнитосферы вращающейся нейтронной звезды, используя недоступную ранее информацию о миллисекундной динамике коррелирующих друг с другом спектральных составляющих этого излучения. Подобные исследования и разработка физической модели источника излучения для надлежащей интерпретации полученных результатов представляются многообещающими и будут проведены в дальнейших работах.

Необходимо отметить ряд открытых вопросов, относящихся собственно к радиопульсару PSR B0329+54. Во-первых, начатая обработка данных радиотелескопа ПРАО АКЦ ФИАН методом периодических главных компонент еще не позволяет корректно указать точность представленных результатов и надежно оценить степень независимости некоторых из обнаруженных составляющих импульса, особенно наиболее близко расположенных друг к другу II, VII, VIII. Во-вторых, пока неясно, зависят ли различия и сами величины измеренных параметров этих составляющих, включая эквивалентную меру “фарадеевского” вращения, относительную фазу и чирп элементов динамического спектра (как внутренний, так и между составляющими), от интенсивности принимаемого сигнала и от степени зашумленности той или иной выборки окон в последовательности импульсов

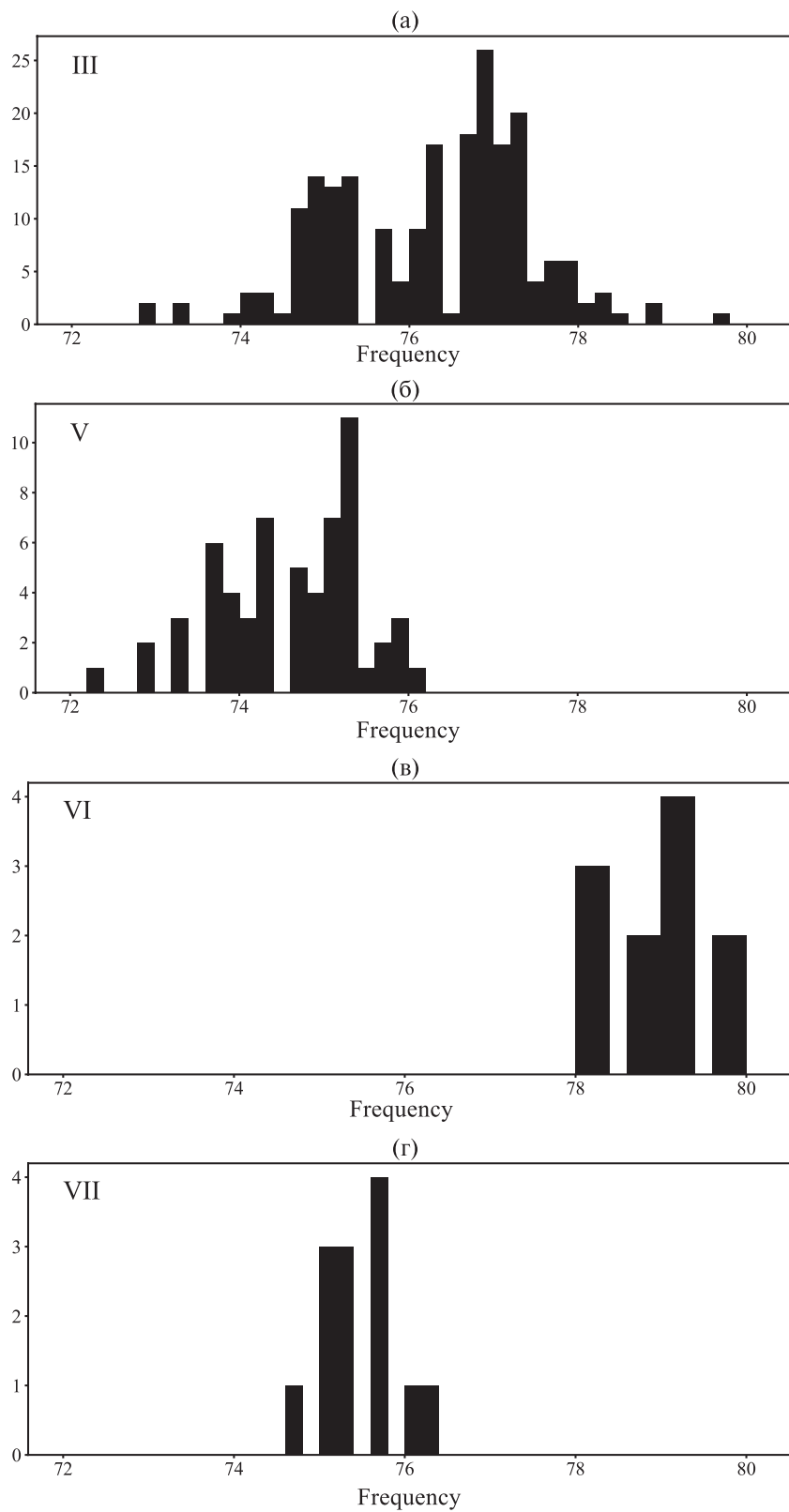


Рис. 9. Гистограммы частотного периода “фарадеевской” модуляции V_m для четырех составляющих импульса m (указаны в углу графиков (a)–(r)) согласно соответствующим распределениям рис. 8. Частота по оси абсцисс дана в единицах количества частотных каналов приемника, каждый с полосой 4.88 кГц.

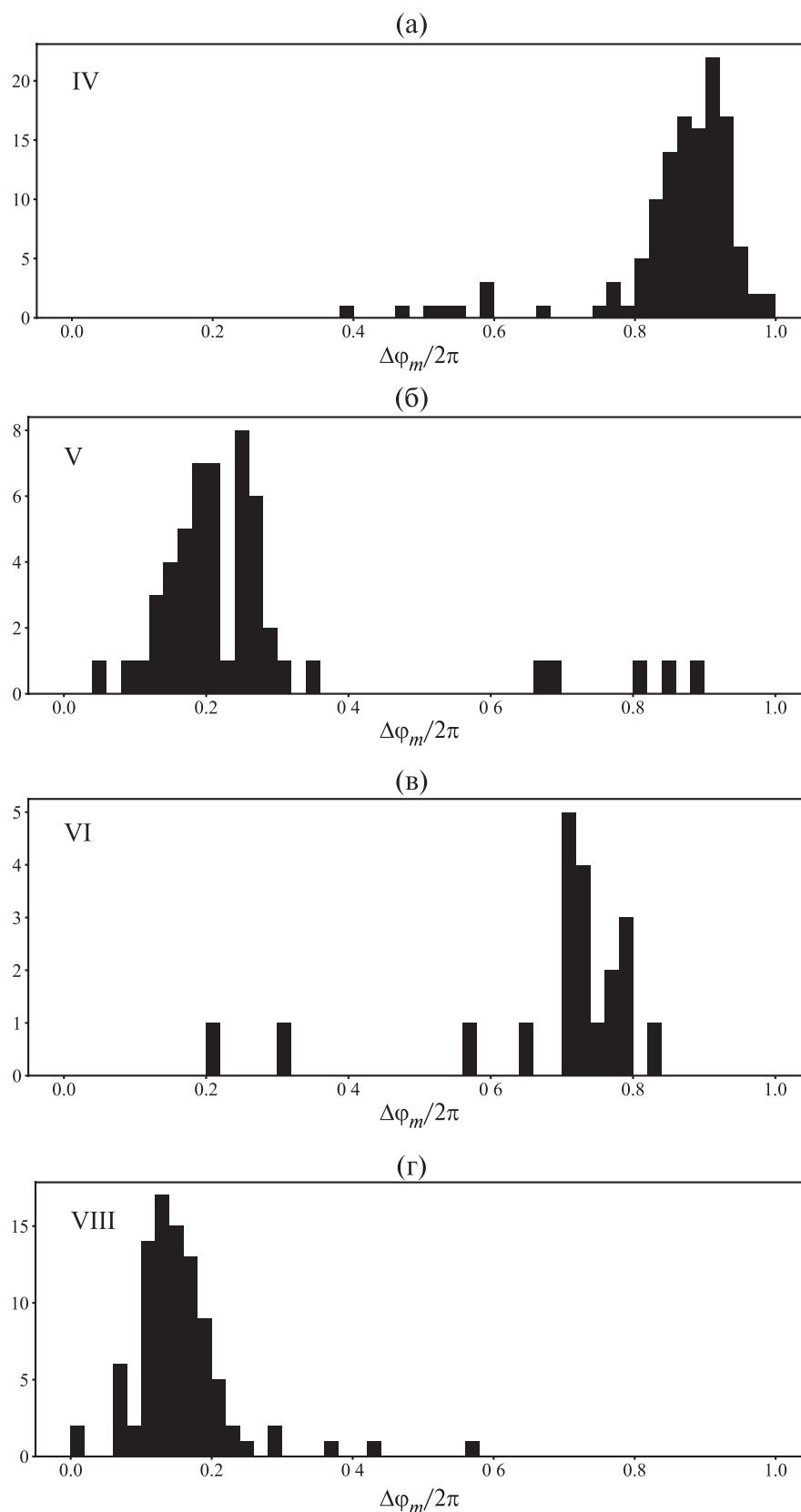


Рис. 10. Гистограммы относительной фазы “фарадеевской” модуляции для четырех составляющих импульса m (указаны в углу графиков (а)–(г)), $\Delta\phi_m = \phi_{III} - \phi_m$, рассчитанной вычитанием из фазы фарадеевского вращения третьей составляющей III и приведением к интервалу $[0, 2\pi]$ путем добавления надлежащего числа величин $\pm 2\pi$.

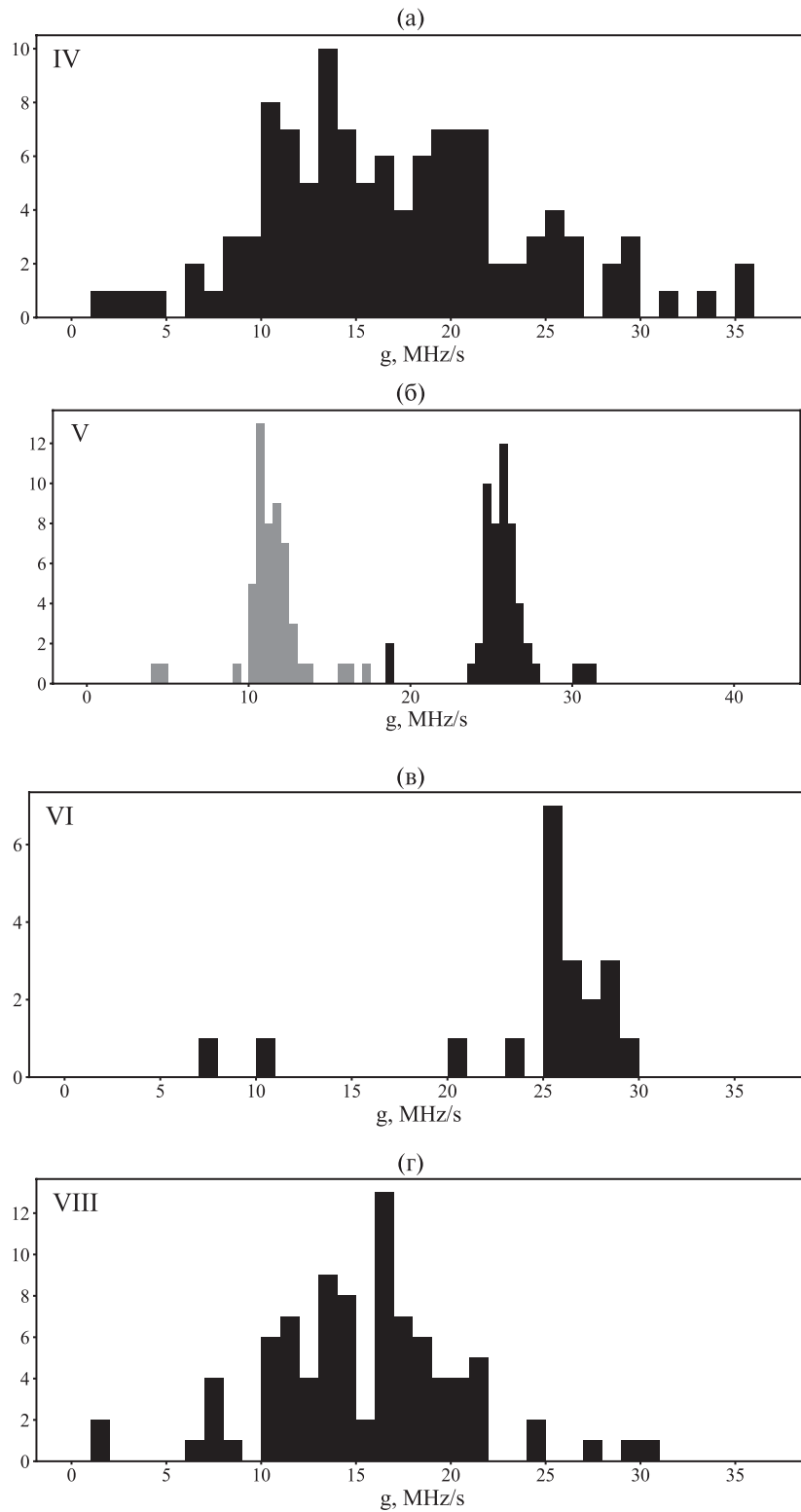


Рис. 11. Гистограммы частотного чирпа “фарадеевской” модуляции для четырех составляющих импульса m (указаны в углу графиков (а)–(г)), рассчитанного по формуле $g = \Delta\phi_m v_m / (2\pi |t_m|)$ и примерно равного локальной скорости смещения максимума или минимума сигнала на плоскости частота–время (ν, t) . На гистограмме (б) серым и черным оттенками показаны два возможных распределения чирпа, в расчете которых для каждого кадра использованы два физически оправданных значения разности фаз $-\Delta\phi_V$, отличающихся на 2π .

пульсара. В-третьих, предстоит понять, в какой мере обнаруженные закономерности и измеренные параметры составляющих импульса укладываются в существующие модели источника радиоизлучения и позволяют детализировать его характеристики. В-четвертых, поскольку радиопульсар может функционировать по крайней мере в двух режимах излучения (Сулейманова, 1989; Бялковский и др., 2018; Бринкман и др., 2019), каждый из которых может эволюционировать со временем, было бы интересно выяснить, отражается ли и как именно чередование и изменение режимов излучения на измеряемых спектрально-корреляционных свойствах регистрируемых последовательностей импульсов.

Для ответа на поставленные и другие вопросы предполагается продолжить наблюдения PSR B0329+54 на радиотелескопе ПРАО АКЦ ФИАН, привлечь данные наблюдений на других радиотелескопах, провести анализ полученной расширенной базы данных разработанным методом периодических главных компонент и применить полученные результаты для качественного теоретического развития модели источника излучения данного пульсара и численного моделирования основных физических явлений, обуславливающих особенности генерации и распространения его излучения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа основана на наблюдательных данных, полученных на радиотелескопе ПРАО АКЦ ФИАН. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-62-10043, <https://rscf.ru/project/23-62-10043/>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бескин В.С., Успехи физ. наук **188**, 377 (2018).
- Бриксеп и др. (W.F. Briskin, J.M. Benson, W.M. Goss, and S.E. Thorsett), *Astrophys. J.* **571**, 906 (2002).
- Бринкман и др. (C. Brinkman, D. Mitra, and J. Rankin), *MNRAS* **484**, 2725 (2019).
- Байковский и др. (S. Bialkowski, W. Lewandowski, J. Kijak, L. Blaszkiewicz, A. Krankowski, and S. Ostrowski), *Astrophys. Space Sci.* **363**, 8 (2018).
- Ванг и др. (C. Wang, J.L. Han, and D. Lai), *MNRAS* **417**, 1183 (2011).
- Гапгадхара, Гупта (R.T. Gangadhara and Y. Gupta), *Astrophys. J.* **555**, 31 (2001).
- Дай и др. (S. Dai, G. Hobbs, R. X. Manchester, M. Kerr, R.M. Shannon, W. van Straten, A. Mata, M. Bailes, et al.), *MNRAS* **449**, 3223 (2015).
- Деморест (P.B. Demorest), *MNRAS* **416**, 2821 (2011).
- Джоллифф (I.T. Jolliffe), *Principle Component Analysis* (2nd Ed., Springer New York, New York, 1986).
- Доннер и др. (J.Y. Donner, J.P.W. Verbiest, C. Tiburzi, S. Osłowski, D. Michilli, M. Serylak, J.M. Anderson, A. Horneffer, et al.), *Astron. Astrophys.* **624**, A22 (2019).
- Или и др. (C.D. Hie, S. Johnston, and P. Weltevrede), *MNRAS* **483**, 2778 (2019).
- Кайзер (H.F. Kaiser), *Educ. Psychol. Meas.*, **20**, 141 (1960).
- Кардашов и др. (X.S. Kardashev, A.D. Kuzmin, X.Ya. Xikolaev, et al.), *Sov. Astron.* **22**, 583 (1978).
- Кейт и др. (M.J. Keith, S. Johnston, L. Levin, and M. Bailes), *MNRAS* **416**, 346 (2011).
- Кочаровская и др. (Кочаровская Е.Р., Гаврилов А.С., Кочаровский В.В., Лоскутов Е.М., Мишин А.В., Мухин Д.Н., Селезнев А.Ф., Кочаровский Вл.В.), *Изв. вузов. Радиофизика* **61**, 906, (2018).
- Кузьмин и др. (A.D. Kuzmin, P.A. Hamilton, Yu.P. Shitov, et al.), *MNRAS* **344**, 1187 (2003).
- Кулкарпи (S.R. Kulkarni), *arXiv:2007.02886*, (2020).
- Манчестер и др. (R.N. Manchester, G.B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs), *Astron. J.* **129**, 1993 (2005).
- Малофеев и др. (V.M. Malofeev, D.A. Teplykh, and S.V. Logvinenko), *Astron. Rep.* **56**, 35 (2012).
- Малофеев, Малов и др. (V.M. Malofeev, I.F. Malov, O.I. Malov, and D.A. Teplykh), *Res. Astron. Astrophys.* **22**, 035010 (2022).
- Мелроуз и др. (D.B. Melrose, M.Z. Rafat, and A. Mastrano), *MNRAS* **500**, 4530 (2021).
- Митра и др. (D. Mitra, J.M. Rankin, and Y. Gupta), *MNRAS* **379**, 932 (2007).
- Мухин и др. (D. Mukhin, D. Kondrashov, E. Loskutov, A. Gavrilov, A. Feigin, and M. Ghil), *J. Climate* **28**, 1962 (2015).
- Мухин и др. (D. Mukhin, A. Gavrilov, A. Seleznev, and M. Buyanova), *Geophys. Res. Lett.* **48**, 6 (2021).
- Ноутсос и др. (A. Noutsos, A. Karastergiou, M. Kramer, S. Johnston, and B.W. Stappers), *MNRAS* **396**, 1559 (2009).
- Примах и др. (N. Primak, C. Tiburzi, W. van Straten, J. Dyks, and S. Gulyaev), *Astron. Astrophys.* **657**, A3 (2022).
- Рамачандран и др. (R. Ramachandran, D.C. Backer, J.M. Rankin, J.M. Weisberg, and K.E. Devine), *Astrophys. J.* **606**, 1167 (2004).
- Ранкин и др. (J.M. Rankin, S.A. Suleymanova, and A.A. Deshpande), *MNRAS* **340**, 1076 (2003).
- Селезнев, Мухин (A. Seleznev and D. Mukhin), *Glim. Dyn.* **60**, 1 (2023).
- Соби и др. (C. Sobey, S. Johnston, S. Dai, M. Kerr, R.N. Manchester, L.S. Oswald, A. Parthasarathy, R.M. Shannon, et al.), *MNRAS* **504**, 228 (2021).
- Сулейманова С.А., Тр. Физического ин-та им. П.Н. Лебедева **199**, 42 (1989).

32. Сулейманова С.А., Володин Ю.В., Малофеев В.М., Астрон. журн. **60**, 554 (1983).
33. Сулейманова С.А., Володин Ю.В., Шитов Ю.П., Астрон. журн. **65**, 349 (1988).
34. Сулейманова С.А., Пугачев В.Д., Астрон. журн. **75**, 287 (2002) [Suleimanova S.A., Pugachev V.D., Astron. Rep. **46**, 34 (2002)].
35. Тюльбашев и др. (S.A. Tyul'bashev, V.S. Tyul'bashev, V.V. Oreshko, and S.V. Logvinenko), Astron. Rep. **60**, 220 (2016).
36. Типпет, Л'Эре (M.K. Tippet and M.L. L'Heureux), Clim. Atmos. Sci. **3**, 24 (2020).
37. Ульянов О.М., Шевцова А.И., Скорик А.О., Изв. КрАО **109**, 159 (2013).
38. Уолл, Дженкинс (J.V. Wall and C.R. Jenkins), *Practical Statistics for Astronomers* (2nd Ed., Cambridge Univer. Press, Cambridge, 2012).
39. Филиппов, Крамер (A. Philippov and M. Kramer), Ann. Rev. Astron. Astrophys. **60**, 495 (2022)
40. Филлипс, Вольтман (J.A. Phillips and A. Wolszczan), Astrophys. J. **385**, 273 (1992).
41. Хассал и др. (T.E. Hassall, B.W. Stappers, J.W.T. Hessels, M. Kramer, A. Alexov, K. Anderson, T. Coenen, A. Karastergiou, et al.), Astron. Astrophys. **543**, A66 (2012).
42. Хассал и др. (T.E. Hassall, B.W. Stappers, P. Weltevrede, J.W.T. Hessels, A. Alexov, T. Coenen, A. Karastergiou, M. Kramer, et al.), Astron. Astrophys. **552**, A61 (2013).
43. Шитов, Малофеев, Извекова (Y.P. Shitov, V.M. Malofeev, and V.A. Izvekova), Sov. Astron. Lett. **14**, 181 (1988).
44. Эдвардс, Стаппер (R.T. Edwards and B.W. Stapper), Astron. Astrophys. **421**, 681 (2004).

ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПОНЕНТ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ ADS 15571 МЕТОДОМ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

© 2024 г. Е. Н. Соков¹*, Д. Л. Горшанов¹, И. С. Измайлов¹, Н. А. Шахт¹, И. А. Сокова¹,
А. С. Бескакетов², В. В. Дьяченко², А. Ф. Максимов², А. А. Митрофанова², Д. А. Расстегаев²

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

²Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

Поступила в редакцию 10.11.2022 г.

После доработки 29.12.2023 г.; принята к публикации 24.01.2024 г.

По спекл-интерферометрическим наблюдениям широкой двойной звезды ADS 15571 на БТА САО РАН в 2014 г. подтверждено существование у компонента А близкого спутника, который был ранее обнаружен по астрометрическим наблюдениям Пулковской обсерватории. Продолжение наблюдений на БТА с 2014 по 2022 г. позволило получить 28 положений спутника относительно главной звезды. По этому ряду построена относительная орбита спутника и определена сумма масс подсистемы А ($1.686 \pm 0.014 M_{\odot}$). Сравнение этой орбиты с орбитой фотоцентра компонента А, построенной по пулковским фотографическим наблюдениям, позволило оценить также отношение масс главной звезды и спутника и их индивидуальные массы: $M_{Aa} = (1.10 \pm 0.07) M_{\odot}$ и $M_{Ab} = (0.59 \pm 0.07) M_{\odot}$. По оценкам разности блеска двух звезд системы ADS 15571А были оценены спектральные типы компонент: ADS 15571Aa — F8V; ADS 15571Ab — K5V–K5.5V. Спекл-интерферометрические наблюдения компонента В показали отсутствие у него разрешимых спутников.

Ключевые слова: двойные звезды — невидимые спутники, орбиты, спекл-интерферометрия.

DOI: 10.31857/S0320010824020039, **EDN:** OJOJZP

ВВЕДЕНИЕ

Двойная звезда ADS 15571 представляет собой широкую пару с угловым расстоянием между компонентами А и В $\rho = 13''.7$. Некоторые другие обозначения этих звезд: WDS J21582+8252 А и В, HD 209942 и HD 209943, HIP 108456 и HIP 108461. В каталоге WDS (Мэйсон и др., 2001) к этой системе относят еще один компонент — С, находящийся в десять раз дальше расстояния между компонентами А и В ($140''$).

Пара ADS 15571 АВ имеет длительную наблюдательную историю и зафиксирована во многих списках и каталогах, она наблюдалась с помощью наземных инструментов и космических аппаратов. Большая часть результатов ее исследования собрана в базе данных каталога WDS.

Наиболее точные значения параллаксов для компонентов пары ADS 15571 были получены космической миссией Gaia. Для компонента А в каталоге Gaia DR3 приводится значение параллакса $\pi_{\text{tr}} = 24.93 \pm 0.65$ мсд. В каталоге NSS (Non-Single Star catalogue) (Арено и др., 2023; каталог Vizier, 2022) приводится орбита предполагаемого слабого компонента (период 5.4 года, большая

полуось 22.2 мсд), построенная по трехлетним наблюдениям Gaia, и более точное значение параллакса, исправленное за орбитальное движение: $\pi_{\text{tr}} = 25.030 \pm 0.049$ мсд. Однако, как будет видно ниже, эта орбита, скорее всего, является ошибочной (истинный период и размер орбиты значительно больше указанных значений). Для компонента В в каталоге Gaia DR3 наиболее точным является значение $\pi_{\text{tr}} = 25.046 \pm 0.017$ мсд.

Пара ADS 15571 АВ входит в пулковскую астрометрическую программу изучения широких двойных звезд в окрестностях Солнца и наблюдается на 26-дюймовом рефракторе Пулковской обсерватории с 1960 г. (Грошева, 2006, 2007). Существование невидимого спутника у компонента А было заподозрено Е.А. Грошевой (2006, 2007) при анализе ряда фотографических наблюдений, полученных на 26-дюймовом рефракторе Пулковской обсерватории в 1960–2003 гг. После определения орбиты широкой пары ADS 15571 АВ и исключения относительного орбитального движения компонентов в их относительном положении сохранились невязки, имеющие периодический характер. В работах Грошевой (2006, 2007) был определен этот период (23 года), колебания были отнесены к присутствию невидимого спутника у главного компонента А. Была построена орбита этого компонента,

* Электронный адрес: jenias06@gmail.com

описываемая под действием предполагаемого спутника, (точнее, орбита фотоцентра компонента А и спутника) с большой полуосью $a_{ph} = 0''.087$, а также сделана оценка минимальной массы невидимого спутника: $M_{Ab} = 0.62 M_{\odot}$.

В каталоге Брандта (2021) содержатся собственные движения и ускорения звезд, полученные из сопоставления каталогов миссий Hipparcos и Gaia. В соответствии с ним, ускорение определено только для компонента А пары ADS 15571, а у компонента В ускорение отсутствует. Это является подтверждением того, что невидимый спутник присутствует у компонента А.

Лучевые скорости измерялись у компонента А. Каталог лучевых скоростей звезд из работы Токовина, Смехова (2002) содержит семь измерений, произведенных в 1994–1997 гг. Изменение лучевой скорости в целом отражает орбитальное движение звезды под действием невидимого спутника.

В работе (Хорч и др., 2011), выполненной по спекл-интерферометрическим наблюдениям, содержится указание на разрешение тесного звездного спутника у компонента В. Приведенные в ней координаты разрешенного спутника ($\theta = 177''.6$, $\rho = 0''.2983$ на момент 2010.4667) заставляют предположить, что на самом деле это измерение относится к компоненту А (см. ниже). Тем более что в заключительной части серии работ по спекл-интерферометрии звезд (Хорч и др., 2015) компонент ADS 15571 В (HIP 108461) числится среди звезд, у которых не обнаружено тесных спутников.

Однако по данным каталога ADS (Эйткен, Дулитл, 1932) компонент В, переменная типа RS CVn, является спектрально-двойной с орбитальным периодом 1.1522 дня. Минимальные массы спектральных компонентов $0.65 M_{\odot}$ и $0.61 M_{\odot}$, два спектра классифицируются как F5s и G6 (Грошева, 2007). Каталог WDS (Мэйссон и др., 2001) приводит оценки блеска компонентов Ba (7.5^m) и Bb (11.0^m). В статьях (Токовинин и др., 2006; Токовинин, 2014) приводится тот же орбитальный период, но отличаются оценки масс компонентов: $M_{Ba} = 0.94 M_{\odot}$, $M_{Bb} = 0.88 M_{\odot}$ и $M_{Ba} = 0.91 M_{\odot}$, $M_{Bb} = 0.87 M_{\odot}$ соответственно. В работе Токовина и др. (2019) в табл. 1 указывается, что компонент В был разрешен: на эпоху 2018.4991 расстояние компаньона составило $0''.0440$, позиционный угол $33''.7$, разность блеска — 0.9^m . Но, по-видимому, это — опечатка, так как одновременно эта звезда присутствует и в табл. 2 этой статьи — в списке неразрешенных звезд. Пара звезд со столь малым периодом обращения является слишком тесной, чтобы ее можно было разрешить с помощью метода спекл-интерферометрии. Это также подтверждает и настоящая работа (см. ниже).

Таким образом, каждый из компонентов пары ADS 15571 АВ также представляет собой двойную систему: тесная спектрально-двойная (компонент В) и звезда с тесным спутником (компонент А). Поэтому эта система относится к актуальным объектам, для которых каждый ряд наблюдений является уникально полезным, а его обработка и анализ должны вносить свой вклад в определение орбит, а также масс звезд — как динамической суммы масс, так индивидуальных масс составляющих системы.

Построение точной относительной орбиты двойной звезды позволяет сделать точную оценку суммы масс компонентов: $M(M_{\odot}) = a(a.e.)^3/P(g.)^2$. А сравнение ее с орбитой фотоцентра дает возможность оценить и индивидуальные массы компонентов (см. ниже). Знание точных масс звезд является основой большинства астрофизических и звездно-астрономических исследований.

Для подтверждения существования спутника в 2014 г. были проведены спекл-интерферометрические наблюдения звезды ADS 15571 А на телескопе БТА — изображение спутника было получено. Угловое расстояние между компонентом А и спутником составило $0''.14$, разность звездных величин — 3.5^m . Эти наблюдения были продолжены по февраль 2022 г., в результате было получено 28 положений спутника относительно главного компонента (см. табл. 1). К концу ряда угловое расстояние выросло до $0''.30$. Дуга наблюдений охватывает около половины видимой орбиты спутника, что позволяет произвести определение его истинной орбиты различными способами.

ПОЛУЧЕНИЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ МЕТОДОМ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Методика наблюдений и их обработки

При получении оптических изображений звезд основной вклад в размытие изображения вносит атмосферная турбулентность. Как пример, для 6-м оптического телескопа БТА на длине волны 550 нм дифракционный предел разрешения точечного источника должен быть равен $0''.02$, а реальный размер изображения под влиянием атмосферных воздействий составляет $1-2''$, т.е. в 100 раз больше. В случае прямых наблюдений двойной звездной системы, подобной ADS 15571 А, мы смогли бы различить лишь самую яркую звезду в системе, возможно, с вытянутым профилем на изображении. Однако применение метода спекл-интерферометрии позволяет наблюдать астрономические объекты через атмосферную турбулентность с пределом углового разрешения, близким к пределу дифракции.

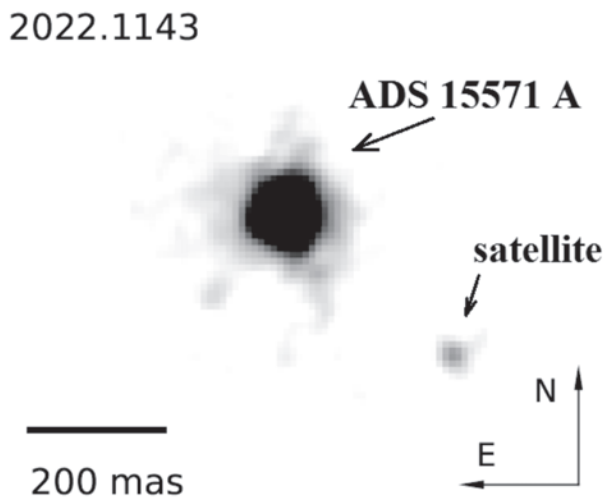


Рис. 1. Восстановленное изображение звезды ADS 15571 A со спутником. Наблюдения были проведены 2022-02-11 в фильтре 550/40 нм на телескопе БТА с использованием спекл-интерферометра.

Наблюдения системы ADS 15571 на БТА CAO РАН методом спекл-интерферометрии выполнялись с 2014 по 2022 гг. с применением штатного спекл-интерферометра (Максимов и др., 2009) на основе EMCCD-детектора Andor IXon Ultra 897. Изображения записаны сериями по 2000 кадров с экспозицией 20 мс на кадр. Для наблюдений применялись следующие фильтры (центральная длина волны λ / полуширина полосы пропускания $\Delta\lambda$): 550/40 нм и 800/100 нм.

Методы калибровки для спекл-интерферометрических измерений подробно описаны в статье Митрофановой и др. (2020). Позиционные параметры и разность блеска определяют путем анализа спектров мощности и автокорреляционной функции ансамбля спекл-изображений, как описано в статьях (Балега и др., 2002; Плужник, 2005). Восстановление изображения выполнялось методом биспектрального анализа автокорреляционной функции третьего порядка (Ломан и др., 1983).

Результаты наблюдений ADS 15571 A

Один из результатов проведенных наблюдений ADS 15571 A со спутником, представленный в виде восстановленного изображения на основе множества кадров, показан на рис. 1.

В табл. 1 представлены результаты наблюдений ADS 15571 A. В столбцах указаны: эпоха наблюдения, приведенная в долях бесселева года, фильтр ($\lambda/\Delta\lambda$), позиционный угол (θ), разделение компонентов (ρ) и разность блеска компонентов Δm с соответствующими этим измерениям ошибками (σ).

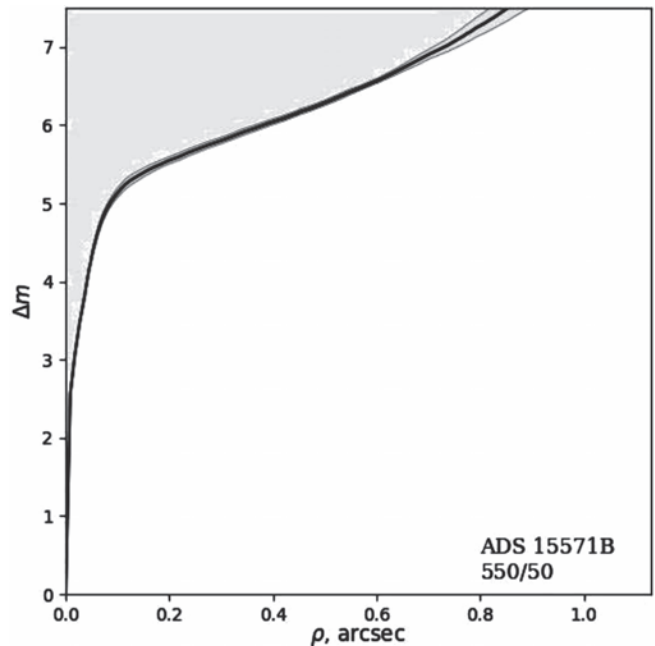


Рис. 2. Возможность обнаружения спутника у звезды ADS 15571 B с помощью спекл-интерферометрии на телескопе БТА в зависимости от разности блеска Δm и расстояния от звезды ρ . Черная линия — предельные значения для обнаружения спутника. Серые линии отображают ошибки определения пределов. Светло-серая область выше линии — значения, при которых обнаружение невозможно.

Результаты наблюдений ADS 15571 B

В течение некоторого времени также проводилась проверка возможности обнаружения спутника у второй яркой звезды системы — ADS 15571 B. На основе всех полученных измерений было надежно установлено отсутствие признаков наличия спутников звездных масс в окрестности данной звезды при разности блеска ниже и на расстояниях выше значений, представленных на рис. 2. Спектральный компонент звезды ADS 15571 B при таких наблюдениях обнаружен быть не может, поскольку при периоде обращения компонентов 1.1522 дня и сумме их масс $1.26 M_{\odot}$ большая полуось орбиты должна составлять около 0.023 а.е., что соответствует расстоянию между их изображениями примерно $0''.0006$. В работе (Хорч и др., 2015) компонент B системы ADS 15571 также находится в списке звезд, у которых не обнаружено тесных спутников.

ПОСТРОЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ОРБИТЫ СПУТНИКА ADS 15571 A

Предварительно в наблюдательные данные (позиционный угол θ) были внесены поправки за изменение координат вследствие прецессии и собственного движения за 8 лет наблюдений — данные были

Таблица 1. Относительные положения спутника ADS 15571 A в полярной системе координат

Дата	Bessel UTC	$\lambda/D\lambda$	ρ (mas)	σ_ρ	θ (°)	σ_θ	Δm	$\sigma_{\Delta m}$
2014-04-16	2014.289316	800/100	140.94	0.22	127.89	0.12	2.99	0.01
2014-07-10	2014.524451	550/40	128.15	0.45	119.60	0.27	3.33	0.02
2014-07-10	2014.524462	800/100	131.56	0.28	120.38	0.11	2.95	0.02
2014-120-5	2014.929616	550/40	116.55	0.34	106.41	0.27	3.54	0.03
2015-04-06	2015.262929	550/40	111.35	0.84	89.54	0.37	3.27	0.05
2015-10-29	2015.830209	550/40	100.33	0.40	62.81	0.15	3.60	0.02
2015-12-24	2015.980579	800/100	99.08	0.97	54.02	0.25	2.89	0.03
2016-05-25	2016.402297	800/100	93.63	0.68	29.55	0.17	2.98	0.01
2016-09-17	2016.714	800/100	91.45	0.72	11.84	0.16	2.91	0.02
2016-09-17	2016.714008	550/40	90.23	0.59	10.15	0.25	3.41	0.03
2016-09-19	2016.719993	800/100	91.86	0.74	11.19	0.15	3.29	0.02
2016-11-18	2016.883949	550/40	88.24	0.42	358.48	0.16	3.43	0.03
2016-12-11	2016.946784	800/100	88.32	0.88	354.15	0.20	2.72	0.03
2017-02-07	2017.106411	550/40	87.65	0.49	342.60	0.18	3.45	0.02
2017-02-07	2017.106419	800/100	87.48	0.71	343.64	0.16	2.80	0.02
2017-05-05	2017.344381	550/40	90.93	0.42	325.45	0.14	3.75	0.02
2017-11-30	2017.915901	550/40	? 97.04	1.17	? 289.69	0.28	2.78	0.02
2017-11-30	2017.915908	800/100	107.54	0.84	294.27	0.22	2.69	0.02
2018-01-28	2018.077924	550/40	114.96	0.38	287.89	0.11	3.65	0.02
2018-04-27	2018.321185	550/40	126.79	0.40	279.65	0.14	3.60	0.02
2019-01-07	2019.047616	550/40	167.43	0.36	259.88	0.14	3.72	0.02
2019-02-24	2019.15108	550/40	172.76	0.58	257.71	0.16	3.34	0.02
2019-04-09	2019.271464	550/40	178.30	0.52	257.42	0.14	3.47	0.03
2019-06-01	2019.416653	550/40	186.80	0.44	253.28	0.11	3.33	0.03
2019-11-16	2019.877075	550/40	210.90	0.27	247.45	0.12	3.85	0.02
2020-03-04	2020.175334	550/40	225.81	0.31	244.08	0.11	3.58	0.02
2021-02-02	2021.087500	800/100	266.40	0.31	235.40	0.11	3.06	0.02
2022-02-11	2022.114300	550/40	305.80	0.30	229.27	0.11	4.09	0.04

Примечание. ρ — расстояние, θ — позиционный угол (на эпоху и равноденствие наблюдений, без внесения поправок), σ_ρ и σ_θ — соответствующие погрешности определения координат, Δm и $\sigma_{\Delta m}$ — измеренная разность блеска и ее погрешность. Знаком вопроса отмечено наблюдение от 2017-11-30, исключенное из ряда по причине его большого отклонения от построенных орбит.

приведены к эпохе и равноденствию 2000.0. Величины поправок получились незначительными: 0°33—0°51. В табл. 1 приведены данные наблюдений — полярные координаты (ρ , θ) спутника относительно главной компоненты. При этом точка, полученная в момент 2017.915901, наиболее далеко уклоняющаяся от общего ряда, не использовалась при построениях и расчетах.

Для построения орбиты на основе полученных наблюдательных данных применялись следующие

методы: метод параметров видимого движения, прямой геометрический метод и метод, основанный на вычислении элементов Тиле—Иннеса.

Метод параметров видимого движения (ПВД) позволяет строить орбиту по короткой дуге наблюдений (Киселёв, 1989). Для надежного определения орбиты требуется, чтобы дуга была обрисована точными однородными и часто расположенными наблюдательными точками, а длина дуги была такой, чтобы радиус кривизны был приблизительно

одинаков на всем ее протяжении. Тогда на середину (средний момент) этой дуги, аппроксимируемой участком параболы, можно определить пять параметров видимого движения: две координаты, их производные (скорости) и радиус кривизны дуги. Далее для построения орбиты требуется знание трех дополнительных величин: расстояния до системы (параллакса), суммы масс компонентов и относительной лучевой скорости компонентов на средний момент используемой дуги наблюдений.

Для построения орбиты методом ПВД среди наблюдательных данных были выбраны четыре отрезка по 5–7 точек, определяющих короткие дуги. По каждой из дуг строилась орбита и среди построенных орбит была выбрана лучшая с точки зрения величины среднеквадратической невязки. Параллакс звезды ADS 15571 A известен с высокой точностью из наблюдений GAIA (EDR3): $\pi_{\text{tr}} = 0''.0249343 \pm 0''.0006501$ (Арено и др., 2023). Предварительная оценка масс компонентов была сделана по их светимости. Данных по лучевой скорости обнаруженного тусклого спутника пока не имеется. При построении орбиты значения этого параметра приходилось подбирать. Метод ПВД позволяет уточнять значения ненадежно известных входных параметров с помощью их варьирования и сравнения эфемерид, строящихся по получаемым орбитам, с наблюдательными точками. Применение такого варьирования при точно известном параллаксе к значению суммы масс системы и относительной лучевой скорости на средний момент дуги показало, что лучшие орбиты получаются при значении суммы масс $1.7 M_{\odot}$ и разности лучевых скоростей 4.5 км/с. Среднеквадратичное значение $O-C$ для этой орбиты, посчитанное по 26 наблюдательным точкам, равно $0''.009$. Такая недостаточно высокая точность полученной орбиты вызвана малым количеством (6) наблюдательных точек, обрисовывающих используемую дугу. По всей видимости, этот метод плохо подходит к имеющемуся набору (распределению) наблюдательных данных.

Прямой геометрический метод (ПГМ) (Киселёв, 1997) для определения орбиты использует видимый орбитальный эллипс, который является проекцией истинного эллипса на картинную плотность и строится по имеющимся наблюдениям. При этом подбираются пять параметров: величины большой a и малой b полуосей эллипса, полярные координаты (X, Y) центра эллипса относительно положения главного компонента и позиционный угол большой оси α . Для надежного построения видимого эллипса нужно, чтобы наблюдаемые положения спутника целиком обрисовывали этот эллипс.

В нашем случае наблюдения охватывают геометрически около половины видимого эллипса, а динамически — около трети периода (наблюденная дуга приходится на область перицентра орбиты), что снижает надежность определяемой орбиты.

Однако мы все-таки построили такой эллипс по нашим наблюдениям, и далее по видимому эллипсу с помощью ПГМ была построена орбита спутника относительно главного компонента — получены ее геометрические элементы. Для периода и момента прохождения перицентра в качестве начального приближения были взяты значения из работ Грошевой (2006, 2007). Однако точность построенной орбиты оказалась недостаточна: эфемериды, вычисленные по ней, плохо совпадали с наблюдаемыми положениями. Вероятно, это связано с неточным построением видимого эллипса, что вызвано недостаточным охватом его наблюдений. Для уточнения орбиты было применено варьирование (“фитинг”) четырех элементов: наклона, долготы восходящего узла, периода и момента прохождения перицентра. При этом применялся итерационный подход: по уточненной орбите строился видимый эллипс, его параметры уточнялись с целью лучшего соответствия наблюдаемым точкам, и по нему вновь определялась орбита. В результате нескольких таких итераций удалось получить орбиту со среднеквадратичным отклонением от наблюдаемых точек $0''.003$, что значительно лучше, чем удалось получить методом ПВД. Построенная с помощью ПГМ сумма масс системы должна быть также около $1.7 M_{\odot}$.

Метод на основе вычисления постоянных Тиле–Иннеса (Т–И). В данном методе первоначально испытываются несколько тысяч наборов, сгенерированных случайным образом, трех динамических элементов — эксцентриситета e , периода P и времени прохождения периастра T . Заметим, что если известны эти три элемента, то в методе Тиле–Иннеса остальные четыре элемента орбиты легко вычисляются с помощью линейного метода наименьших квадратов. Далее из первоначальных нескольких тысяч отбираются 10 наборов e, P, T , которые дают орбиту, наилучшим образом соответствующую наблюдениям. На последнем этапе производится улучшение отобранных 10 орбит, и из них выбирается лучшая. Ошибки элементов орбиты и ошибка суммы масс вычисляются путем варьирования начальных данных следующим образом. К эфемеридным позиционным координатам, полученным из определенной орбиты, добавляется модельный шум, и вновь вычисляются орбитальные элементы. Данный процесс повторяется несколько сотен раз. Из полученного набора орбит и вычисляются ошибки. Для оценки ошибки суммы масс такой подход позволяет легко учесть корреляцию между периодом и большой полуосью. Более подробно этот метод описан в работе Измайлова (2019).

Точность орбиты (среднеквадратическая невязка эфемеридных и наблюдаемых положений спутника), построенной этим методом, получилась наилучшей ($0''.0014$) по сравнению с орбитами,

Таблица 2. Элементы орбит в системе ADS 15571 A

Элемент	Метод Тиле–Иннеса	Орбита фотоцентра ^a
Предполагаемая сумма масс, M	1.686 ± 0.014	1.9
Большая полу- ось, мсд, а.е.	251.4 ± 1.7 10.04 ± 0.07	87 ± 11 3.49 ± 0.44
Период, лет	24.49 ± 0.25	23
Эксцентриситет	0.624 ± 0.003	0.4 ± 0.2
Наклонение, $^{\circ}$	138.54 ± 0.31	52 ± 11
Аргумент пери- центра, $^{\circ}$	11.42 ± 0.50	16 ± 22
Позиционный угол восходя- щего узла, $^{\circ}$	32.03 ± 0.46	31 ± 7
Момент про- хождения пери- астра, г.	2016.512 ± 0.006	1993.5 (2016.5)

^a Из работ (Арено и др., 2023; каталог данных Vizier, 2022).

рассчитанными другими методами. Наблюдение 2010 г., которое в работе (Хорч и др., 2011) отнесено к компоненту ADS 15571 B, но в отношении которого можно предположить, что оно относится к компоненту A, хорошо легло на орбиту, построенную по однородному ряду наших наблюдений, что подтверждает это предположение. Орбита была построена нами заново с учетом этой точки. Значения элементов орбиты изменились незначительно, оценки погрешностей элементов получились существенно меньше, чем погрешности элементов, определенных без учета точки 2010 г. (Однако общая точность орбиты незначительно ухудшилась — 0".0020.) Именно элементы этой орбиты, построенной с учетом наблюдения 2010 г., мы считаем результатом настоящей работы и приводим в табл. 2.

Сумма масс компонентов, определяемая по полученным значениям большой полуоси и периода, должна составлять $1.686 \pm 0.014 M_{\odot}$. При ее вычислении использовался параллакс компонента B (25.046 ± 0.017 мсд) как наиболее точно определенный. Неизвестное расстояние между A и B по лучу зрения здесь можно не учитывать, поскольку по сравнению с расстоянием до системы оно пренебрежимо мало. Очень малая неопределенность использованного значения параллакса (0.017 мсд) вносит незначительный вклад в ошибки суммы масс и большой полуоси, полученные

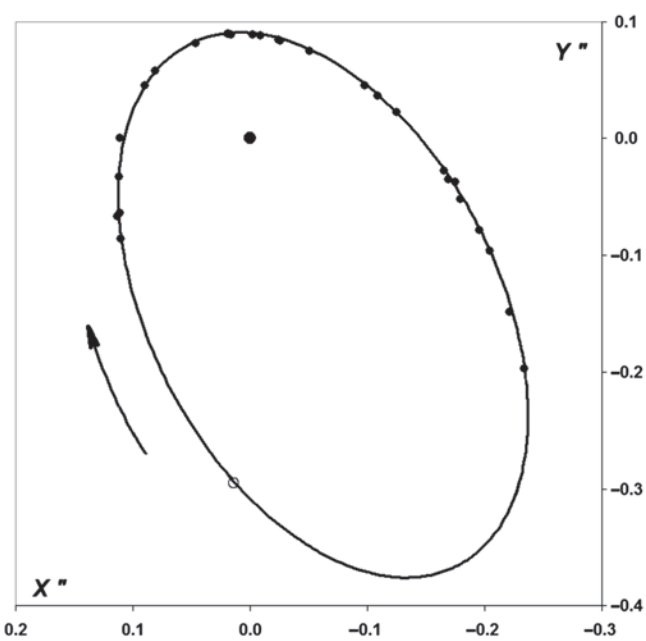


Рис. 3. Орбита спутника ADS 15571 Ab относительно главной звезды Aa. Маленькие черные кружки — наблюдательные точки. Открытый кружок — предполагаемое положение спутника в 2010 г. по наблюдениям, приведенным в работе (Хорч и др., 2011).

варьированием начальных данных: $0.0004 M_{\odot}$ и 0.003 а.е. соответственно.

В табл. 2 приведены вычисленные элементы орбиты с оценкой их ошибок. Для сравнения также указаны элементы орбиты фотоцентра, полученные в работах Грошевой (2006, 2007). На рис. 3 приведено сравнение орбиты, построенной методом Тиле–Иннеса, с наблюдательными данными.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ТИПОВ КОМПОНЕНТОВ

Одним из важных результатов спекл-интерферометрических наблюдений на БТА является определение разности блеска спутника и главного компонента ADS 15571A. В полосе пропускания 550/40, по положению близкой к полосе V, среднее значение разности Δm составило $3.51^m \pm 0.25^m$. Это значение было принято для дальнейших расчетов. (Следует отметить, что в более длинноволновой полосе 800/100 значения разности блеска систематически ниже: среднее $\Delta m = 2.93^m \pm 0.17^m$.)

Суммарный блеск компонента A и его спутника равен 6.98^m . Из этого получаем блеск компонента A — 7.02^m и его спутника — 10.5^m . С учетом параллакса их абсолютные звездные величины составляют 4.007^m и 7.487^m . Воспользовавшись табл. 5 параметров звезд главной последовательности из работы Пеко и др. (2013), можно оценить спектральные классы обеих звезд: компонент A — F8V, его спутник — K5V–K5.5V.

СРАВНЕНИЕ ПОСТРОЕННОЙ ОРБИТЫ СПУТНИКА С ОРБИТОЙ ФОТОЦЕНТРА

На основе полученных в настоящей работе спекл-интерферометрических наблюдений была построена относительная орбита тусклого компонента звезды ADS 15571 A и определена сумма масс компонентов. Но для этой звезды известна также орбита фотоцентра, которая была определена Грошевой (2006, 2007) по астрометрическим наблюдениям (см. табл. 2). Это дает возможность оценить отношение масс компонентов путем сравнения размеров этих двух орбит и тем самым оценить индивидуальные массы компонентов.

Как видно из табл. 2, ориентация орбиты фотоцентра, близка к ориентации относительной орбиты тесного спутника. Исключение составляет только наклонение i . Скорее всего, это связано с тем, что пулковский прямой геометрический метод, которым пользовалась Е.А. Грошева, использует систему отсчета углов, отличную от общепринятой, и в качестве значения наклонения орбиты ею приведена величина $180^\circ - i$. В этом случае правильным значением наклонения является значение $180^\circ - 52^\circ = 128^\circ$, что в пределах заявленной погрешности ($\pm 11^\circ$) вполне соответствует значению наклонения нашей орбиты (139°).

Орбита фотоцентра отражает орбиту главного компонента вокруг центра масс двойной системы, но имеет несколько меньший размер из-за смещения фотоцентра от главного компонента в сторону вторичного. Величина смещения зависит от разности блеска компонентов. Ее среднее значение по спекл-интерферометрическим наблюдениям ADS 15571 A составило $\Delta m = 3.51^m$, что соответствует отношению потоков света в 25.4 раза. При столь большой разнице в блеске спутника и главного компонента и столь малом угловом расстоянии между ними ($a \sim 0''.3$) их фотоцентр почти совпадает с главным компонентом. Расстояние фотоцентра от главного компонента в единицах расстояния между компонентами равно величине

$$\beta = \frac{1}{1 + 10^{0.4\Delta m}}$$

(см. статью Ван де Кампа, 1967). При $\Delta m = 3.51^m$, $\beta = 0.038$.

Однако Ван де Камп (1967) отмечает, что в случае фотографических наблюдений при разности блеска компонент более 2^m и расстоянии между ними менее 0.12 мм зависимость β от Δm отличается от этой формулы: фотоцентр, измеряемый на фотопластинке, располагается ближе к яркому компоненту, чем истинный фотоцентр. Он приводит график этой зависимости, построенный Холлом по экспериментам в Йоркской обсерватории. При размере большой полуоси видимой

относительной орбиты спутника, равном $0''.24$, и масштабе 26-дюймового рефрактора Пулковской обсерватории, равном $19.82''/\text{мм}$ (Горшанов, 2004), максимальное расстояние между изображениями компонентов ADS 15571 Aa и Ab в фокальной плоскости должно составлять 0.012 мм, что в десять раз меньше вышеуказанного предельного значения. Следовательно, для определения значения β нужно воспользоваться графиком Холла, который для $\Delta m = 3.51^m$ дает значение $\beta \approx 0.012$.

Таким образом, орбита движения главного компонента вокруг центра масс почти совпадает с орбитой фотоцентра, но все-таки отличается от нее

по размеру в $\frac{1}{1 - \beta} = 1.012$ раз. Большая полуось орбиты фотоцентра, определенная в работах Грошевой (2006, 2007), составляет 87 а.е., следовательно, размер полуоси истинной орбиты главного компонента равен $a_a = (87 \pm 11) \times 1.012 = (88 \pm 11)$ а.е.

Размер относительной орбиты вторичного компонента Ab вокруг главного Aa соответствует сумме их масс $M_{Aa} + M_{Ab} = 1.69 M_\odot$, определенной по орбите спутника, построенной в настоящей работе. Размеры орбит компонентов относительно барицентра обратно пропорциональны их массам, поэтому размер орбиты главного компонента соответствует массе спутника. Далее, зная из наблюдений полуось a_a орбиты главного компонента относительно барицентра и полуось a_{ab} орбиты спутника относительно главного компонента, можно определить отношение массы спутника к сумме масс компонентов:

$$B = \frac{M_b}{M_a + M_b} = \frac{a_a}{a_{ab}}.$$

Отсюда масса спутника

$$M_{Ab} = \frac{a_a}{a_{ab}} (M_a + M_b) = (88 \pm 11) / (251 \pm 2) \times \\ \times (1.69 \pm 0.01) = (0.59 \pm 0.07) M_\odot$$

и масса главного компонента

$$M_{Aa} = (1.69 \pm 0.01) - (0.59 \pm 0.07) = (1.10 \pm 0.07) M_\odot.$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе по определению параметров истинной орбиты спутника звезды ADS 15571 A, входящей в состав двойной системы ADS 15571 (WDS 21582+8252), были проведены спекл-интерферометрические наблюдения на 6-м телескопе БТА. В результате проведенных наблюдений мы смогли построить видимую орбиту спутника, а также определить разность блеска яркого компонента и его спутника. Благодаря полученной разности блеска в полосе 550 нм, которая близка к

фильтру V , были определены спектральные классы обоих компонентов.

С целью сравнения результатов построения орбиты по полученным наблюдениям мы воспользовались тремя разными по своему подходу к вычислению орбиты методами — методом параметров видимого движения, прямым геометрическим методом и методом Тиле—Иннеса. На основе этих трех методов были вычислены основные параметры орбиты спутника ADS 15571 A. В работе было проведено сравнение этих трех методов по величине среднеквадратической невязки эфемеридных и наблюдаемых положений спутника. Наилучшее совпадение с наблюдательными данными были получены методом Тиле—Иннеса. В результате были определены основные параметры относительной орбиты спутника ADS 15571 A и вычислена сумма масс компонентов.

Из сравнения относительной орбиты спутника с орбитой фотоцентра из работ (Грошева, 2006, 2007; каталог данных Vizier, 2022) было оценено отношение масс компонентов и вычислены индивидуальные массы компонентов.

Спекл-интерферометрические наблюдения спутника ADS 15571 A, а также спутников иных подобных двойных и кратных систем необходимо продолжать, чтобы улучшить наши знания об орбитах компонентов и, возможно, выявить систематические вариации в движении спутников, которые, в свою очередь, могут указывать на существование менее массивных тел в системе, таких как экзопланеты или бурые карлики.

Спекл-интерферометрические наблюдения компонента ADS 15571 B, выполненные в настоящей работе, показали отсутствие у него разрешенных спутников.

Авторы выражают благодарность рецензенту настоящей статьи, который внимательно изучил представленную работу, обнаружил многочисленные ошибки и неточности, дал полезные рекомендации, а также указал на существование нескольких работ, в которых приведены данные о компонентах исследуемой двойной звезды.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана грантом Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № 075-15-2020-780.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арено и др. (F. Arenou, C. Babusiaux, M.A. Barstow, S. Faigler, A. Jorissen, P. Kervella, T. Mazeh, N. Mowlavi, et al.: Gaia Collaboration), *Astron. Astrophys.* **674**, A34 (2023).
2. Балега и др. (I.I. Balega, Y.Y. Balega, K.-H. Hofmann, A.F. Maksimov, E.A. Pluzhnik, D. Schertl, Z.U. Shkhagosheva, and G. Weigelt), *Astron. Astrophys.* **385**, 87 (2002).
3. Брандт (T.D. Brandt), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **254**, 42 (2021).
4. Ван де Камп П., *Методы астрономии* (М.: Мир, 1967), С. 412–453.
5. Горшанов Д.Л., *Изв. ГАО РАН* **217**, 485 (2004).
6. Грошева (E.A. Grosheva), *Astrophysics* **49**, 397 (2006).
7. Грошева (E.A. Grosheva), *Binary Stars as Critical Tools and Tests in Contemporary Astrophysics IAU Symp.* 240 (22–25 August, 2006 in Prague, Czech Republic, August 2007), S240, 119.
8. Измайллов И.С., *Письма в Астрон. журн.* **45**, 35 (2019) [I.S. Izmailov, *Astron. Lett.* **45**, 30 (2019)].
9. Киселёв А.А., *Теоретические основания фотографической астрометрии* (М.: Наука, 1989).
10. Киселёв (A.A. Kiselev), *A direct geometrical method for determination of the elliptic orbit of a binary star using its projection on the celestial sphere (Visual Double Stars: Formation, Dynamics and Evolutionary Tracks, Ed. J.A. Docobo et al. Dordrecht, Kluwer Academic, 1997)*, p. 357.
11. Ломан и др. (A.W. Lohmann, G. Weigelt, and B. Wirtzner), *Appl. Optic.* **22**, 4028 (1983).
12. Максимов А.Ф., Балега Ю.Ю., Дьяченко В.В. и др., *Астрофиз. Бюлл.* **64**, 308 (2009).
13. Митрофанова и др. (A. Mitrofanova, V. Dyachenko, A. Beskakotov, Yu. Balega, A. Maksimov, D. Rastegaev, and S. Komarinsky), *Astron. J.* **159**, 266 (2020).
14. Мэйсон и др. (B.D. Mason, G.L. Wycoff, W.I. Hartkopf, G.G. Douglass, and Ch.E. Worley), *Astron. J.* **122**, 3466 (2001).
15. Пеко и др. (M.J. Pecaut and E.E. Mamajek), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **208**, 9 (2013).
16. Плужник (E.A. Pluzhnik), *Astron. Astrophys.* **431**, 587 (2005).
17. Сотрудничество Гайя: он-лайн каталог данных Vizier (Gaia Collaboration Vizier Online Data Catalog: Gaia DR3 Part 3. Non-single stars (Gaia Collaboration, 2022)) <https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR?-source=I/357>.
18. Токовинин (A. Tokovinin), *Astron. J.* **147**, 86 (2014) <http://vizier.nao.ac.jp/viz-bin/VizieR?-source=J/AJ/147/86>.
19. Токовинин, Смахов (A.A. Tokovinin and M.G. Smekhov), *Astron. Astrophys.* **382**, 118 (2002).
20. Токовинин и др. (A. Tokovinin, S. Thomas, M. Sterzik, and S. Udry), *Astron. Astrophys.* **450**, 681 (2006) <http://vizier.china-vo.org/viz-bin/VizieR?-source=J/A+A/450/681>.
21. Токовинин и др. (A. Tokovinin, M.E. Everett, E.P. Horch, G. Torres, and D.W. Latham), *Astron. J.*

- 158**, 167 (2019) <https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR?-source=J/AJ/158/167>.
22. Хорч и др. (E.P. Horch, Sh.C. Gomez, W.H. Sherry, S.B. Howell, D.R. Ciardi, L.M. Anderson, and W.F. van Altena), *Astron. J.* **141**, 45 (2011) <https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=J/AJ/141/45>.
23. Хорч и др. (E.P. Horch, G.T. van Belle, J.W. Davidson, Jr., L.A. Ciastko, M.E. Everett, and K.S. Bjorkman), *Astron. J.* **150**, 151 (2015).
24. Эйткен, Дулитл (R.G. Aitken and E. Doolittle), *New General Catalogue of Double Stars within 1200 of the North Pole* (Washington: Carnegie Inst., 1932).

СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗД HD 94660, HD 75049, HD 154708

© 2024 г. Ю. В. Глаголевский^{1*}

¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

Поступила в редакцию 11.01.2024 г.

После доработки 24.01.2024 г.; принята к публикации 24.01.2024 г.

На основе литературных данных построены модели магнитных структур трех звезд, имеющих относительно сильное магнитное поле. Все они имеют дипольную структуру и по своим свойствам не отличаются от основной массы магнитных звезд. Однако они, как и некоторые другие объекты с сильным полем, не подчиняются прямой зависимости величины периода вращения от напряженности магнитного поля звезды, которая ожидается исходя из гипотезы потери момента вращения путем передачи его окружающим протозвездным облакам через силовые линии.

Ключевые слова: звезды, магнитное поле, звезды — химически пекулярные.

DOI: 10.31857/S0320010824020041, **EDN:** OJMWBJ

ВВЕДЕНИЕ

Изучая структуры магнитного поля очередных трех химически пекулярных (CP) звезд, мы пытаемся таким образом накапливать сведения об их свойствах для дальнейшего статистического изучения. Опыт исследования таких объектов показывает, что свойства магнитных звезд чрезвычайно разнообразны, практически нет объектов с одинаковыми параметрами. Поэтому исследуемые разные зависимости показывают, скорее, тенденции, а не четкие соотношения. Очевидно, что таким образом проявляется большое разнообразие начальных условий. Тем не менее исследователи пытаются понять свойства магнитных звезд, условия их происхождения и эволюции. Накопление и обсуждение полученных наблюдательных данных необходимо для получения новых закономерностей.

В первую очередь нас интересуют структуры магнитного поля и его параметры. К настоящему времени получены модели и их параметры для около 140 магнитных звезд (Глаголевский, 2019). Поэтому опыт в этом отношении накоплен достаточный. Для построения модели магнитного поля используются зависимости изменения продольной компоненты магнитного поля $B_z(\Phi)$ или среднего поверхностного поля $B_s(\Phi)$ от фазы периода вращения по методике, разработанной Гертом и Глаголевским (2003), в которой предполагается, что структуры магнитного поля CP-звезд соответствуют теоретическому магнитному диполю. Бэбкок уже в самом начале своих фундаментальных работ пришел к выводу, что структура магнитного

поля магнитных звезд близка к структуре теоретического магнитного диполя. Эта гипотеза до сих пор поддерживается всеми современными исследованиями, в частности, в работе (Матисс, 1997), а также в Глаголевский (2017). Необходимый для моделирования угол наклона звезды к лучу зрения i определяется, как правило, с помощью $\sin i$. В тех случаях, если имеются обе фазовые зависимости, угол получается автоматически из двух моделей. Такой способ уже успешно применялся нами уже для целого ряда объектов (Глаголевский, Назаренко, 2015, 2017; Глаголевский, 2012, 2013), и он одновременно служит подтверждением правильности предположения о дипольной структуре магнитных полей CP-звезд и правильности оценок магнитного поля. Надо иметь в виду, что величины B_e и B_s определяются разными способами.

МОДЕЛЬ HD75049 (SrCrEu)

Основные физические параметры звезды представлены в табл. 1, они взяты из каталога (Глаголевский, 2019). Здесь кроме общепринятых величин приводятся относительные радиусы R/R_z , которые показывают величину радиуса R звезды в настоящее время относительно ее радиуса R_z на ZAMS.

Магнитное поле звезды измерено в работе Елькин и др. (2010), предварительный вариант структуры магнитного поля по этим данным был получен Глаголевским (2012). Звезда относится к экстремальным по величине магнитного поля объектам, поэтому особенно интересна. Наша задача в данном исследовании заключается в уточнении структуры звезды с помощью нашей единой

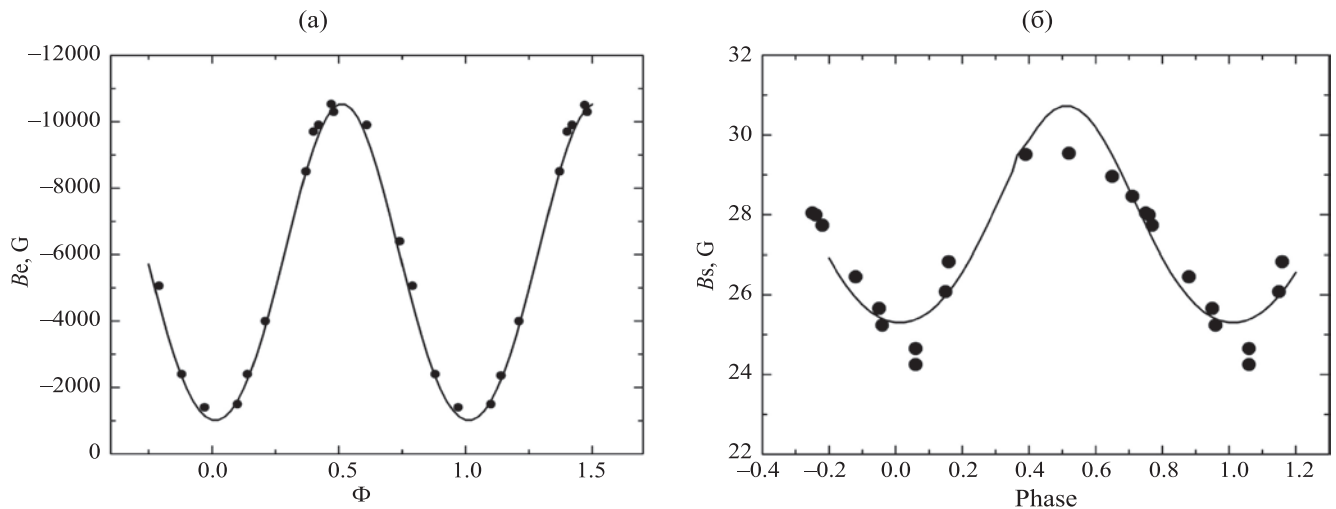
* Электронный адрес: glagol@sao.ru

Таблица 1. Параметры звезды HD 75049 (Глаголевский, 2019)

HD	Тип	T_e , K	M_b	logg	$R/R_\odot$	logt	$M/M_\odot$	B_s , Гс	R/R_z
75049	SrCrEu	9350	+1.6	4.19	1.58	8.23	1.73	28160	1.10

Таблица 2. Параметры модели HD 75049, полученной по зависимостям $B_e(\Phi)$ и $B_s(\Phi)$

Заряд	ΔA , R_*	λ , °	δ , °	α , °	i , °	B_s , Гс	B_p , Гс
Зависимость $B_e(\Phi)$							
–	+0.02	0	13	13	13	22240	–36 590
+		180	–13				41 291
Зависимость $B_s(\Phi)$							
–	–0.10	0	8	~8	13	27780	–76 966
+		180	–8				29 432

**Рис. 1.** Фазовые зависимости изменения магнитного поля звезды HD 75049: (а) — зависимость $B_e(\Phi)$, (б) — зависимость $B_s(\Phi)$.

методики. В случае HD 75049 известны фазовые зависимости $B_e(\Phi)$ и $B_s(\Phi)$, поэтому нет необходимости вычислять угол наклона звезды i из параметра $\sin i$, обычно недостаточно надежного. Если модели, полученные по $B_e(\Phi)$ и $B_s(\Phi)$ правильные, то угол i в обоих случаях должен оказаться одинаковым. В настоящей работе используются измерения B_e по линиям водорода, которые мы обычно применяем в первую очередь, и величины B_s , которые оцениваются по линиям металлов. К сожалению, в отличие от “водородных” измерений, использование линий металлов приводит к некоторым неопределенностям величины магнитного поля вследствие неравномерного распределения химических элементов по поверхности звезды (см. рис. 2 и табл. 7 в работе Елькина и др., 2010). Это обстоятельство, несомненно, некоторым образом влияет как на

параметры модели, так и на величину полученного угла i . Очевидно, модель HD 75049, полученная из $B_e(\Phi)$, более реальна, чем из $B_s(\Phi)$. Как обычно, мы подбираем параметры магнитного поля таким образом, чтобы различие между измеренными величинами B_e и B_s и модельными данными были в пределах 3σ , и чтобы угол i в обеих моделях оказался бы по возможности одинаковым. Наблюдаемые фазовые зависимости $B_e(\Phi)$ и $B_s(\Phi)$ приведены на рис. 1а и 1б (точки), модельные зависимости проведены сплошной линией, причем они получились при одинаковом угле $i = 13^\circ$ в работе (Елькин и др., 2010, $i = 25^\circ$). В результате в полученных моделях оказалось, что угол между осью диполя и плоскостью экватора вращения $\alpha = 13^\circ$ и 8° (в работе Елькин и др., 2010, $\alpha = 19^\circ - 27^\circ$). Мы не смогли получить модели $B_e(\Phi)$ и $B_s(\Phi)$ с совершенно одинаковыми параметрами,

Таблица 3. Основные параметры звезды HD 94660

HD	Тип	$T_{\text{эф}}$, K	M_b	logg	$R/R_\odot$	log t	$M/M_\odot$	B_s , Гс	R/R_z
94660	Si+	10 650	+0.1	3.91	2.43	8.34	2.09	6175	1.50

Таблица 4. Параметры модели HD 94660, полученные по B_s и B_e

Заряд	ΔA , R_*	λ , $^\circ$	δ , $^\circ$	α , $^\circ$	i , $^\circ$	B_s , Гс	B_p , Гс
–		0	10	~ 10	4	6149	–7318
+	+0.1	180	–10				+18170

но по порядку величины они оказываются достаточно близкими (табл. 2). В таблице ΔA — это величина смещения диполя в единицах радиуса звезды в сторону плюса или минуса, λ и δ — долгота и широта монополя, α — угол между осью диполя и плоскостью экватора вращения, i — угол наклона оси вращения к лучу зрения, B_s — величина среднего поверхностного магнитного поля, B_p — величина поля на магнитных полюсах. Как уже говорилось во Введении, наш способ моделирования успешно применялся уже для большого числа объектов, и он одновременно подтвердил правильность предположения о дипольной структуре магнитных полей Ар-звезд и правильности измерений магнитного поля.

Различие параметров моделей $B_e(\Phi)$ и $B_s(\Phi)$ может происходить вследствие неравномерного распределения Fe на зависимость $B_s(\Phi)$, по линиям которого было измерено магнитное поле. Модель по $B_e(\Phi)$, повторяем, следует считать более реальной, так как измерения были выполнены по линиям водорода, равномерно распределенного по поверхности звезды. Обычно, если модель получилась при смещении диполя из центра звезды на величину $\Delta A \leq 0.1R_*$, мы относим ее к центральному диполю. В данном случае оказалось, что имеет место лишь слабое смещение в сторону отрицательного полюса диполя $\Delta A = -0.10R_*$ в случае моделирования по $B_s(\Phi)$, и $\Delta A = +0.02R_*$ в случае моделирования по $B_e(\Phi)$. Схема модели приведена на рис. 2. Средняя величина магнитного поля на магнитных полюсах $B_p = 38\,940$ Гс, что близко к $B_p = 42\,000$ Гс, полученной в работе (Елькин и др., 2010).

На магнитных полюсах вдоль силовых линий условия диффузии ионов оказываются наиболее благоприятные, поэтому степень аномальности химсостава там максимальна. Но в случае HD 75049 наблюдатель видит звезду в значительной степени со стороны магнитного экватора, где силовые линии перпендикулярны поверхности и направлены перпендикулярно лучу зрения, поэтому средняя величина $B_e \approx 5500$ Гс невелика по сравнению с

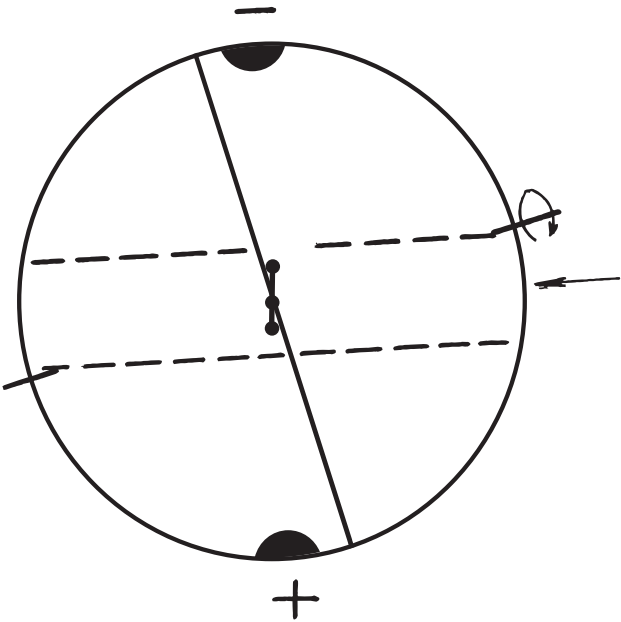


Рис. 2. Ориентация магнитного поля в звезде HD 75049.

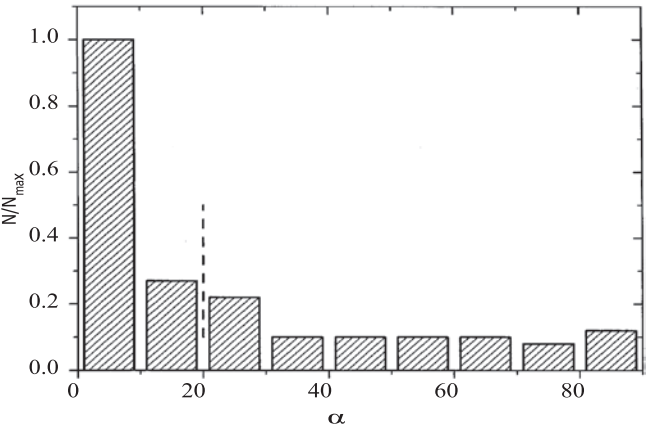


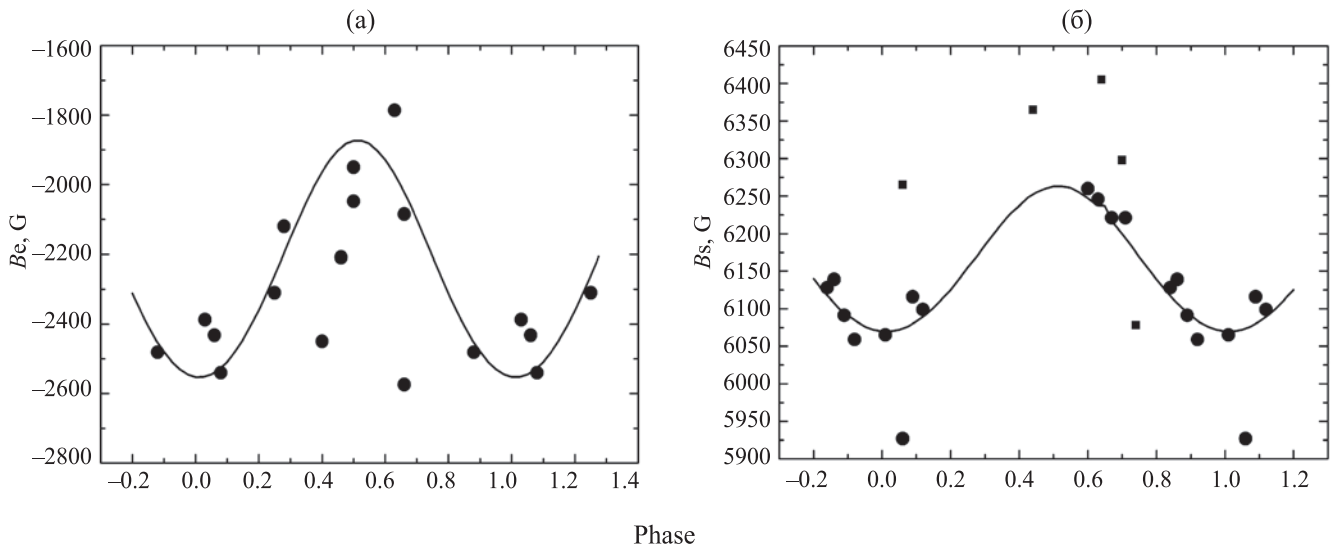
Рис. 3. Распределение величин N/N_{max} магнитных звезд по углу α .

Таблица 5. Основные параметры звезды HD 154708 из (Глаголевский, 2019)

HD	Тип	T_e , K	M_b	logg	$R/R_\odot$	log t	$M/M_\odot$	B_s , Гс	R/R_z
154708	SrCrEu	6745	+2.91+	4.20	1.55	8.60	1.73	9352	1.13

Таблица 6. Параметры модели HD 154708, полученные по $B_e(\Phi)$

Заряд	$\Delta A, R_*$	$\lambda, ^\circ$	$\delta, ^\circ$	$\alpha, ^\circ$	$i, ^\circ$	B_s , Гс	B_p , Гс
–		0	65	65	15	9352	$\pm 12\ 645$
+	0	180	–65				

**Рис. 4.** Фазовые зависимости изменения магнитного поля звезды HD 94660: (а) — зависимость $B_e(\Phi)$, (б) — зависимость $B_s(\Phi)$ (пояснение см. в тексте).

$B_p = 38\ 940$ Гс. Штриховыми линиями на схеме рис. 2 ограничена примерно такая область поверхности. Эта конфигурация осложняет и измерения магнитного поля, и процесс моделирования.

Звезда HD 75049 имеет малый угол $\alpha = 13^\circ$, что типично для магнитных звезд, претерпевших потерю момента вращения с участием магнитного поля на стадии протозвезд. Это видно на рис. 3, демонстрирующем распределение величин $N/N_{\max}$ магнитных звезд по углам α . Области аномального химсостава выглядят для наблюдателя как плоскости в полярных областях, видимые с ребра. Изучение содержания элементов в такой ситуации затруднено.

Звезда HD 75049, имеющая экстремальное значение B_s , недалеко отошла от ZAMS, в каталоге (Глаголевский, 2019) ее относительный радиус $R/R_z = 1.10$ ($\log t = 8.23$), как и другая, имеющая максимальное поле HD 215441, имеющая $R/R_z = 1.25$ ($\log t = 8.00$). Но экстремальное магнитное поле вряд ли что-то определяет в физике магнитных звезд, кроме усиления диффузии

химических элементов и повышения степени аномальности химсостава вследствие этого (Глаголевский, 2007). Дальнейший эволюционный рост радиуса HD 75049 приведет к постепенному уменьшению величины B_s на величину, примерно пропорциональную $(R/R_z)^{-2}$, т.е. в 6 раз к моменту ухода звезды с Главной последовательности.

Как видно из зависимости $B_s(\Phi)$ (рис. 1б), средняя величина $B_s = 28\ 157$ Гс, такая же величина получается из модели. Но B_s , полученная из модели $B_e(\Phi)$ оказывается меньше на 20%. Делаем вывод, что первая завышена вследствие того, что она основана на измерениях по линиям металлов, которые концентрируются в магнитных полюсах, где поле сильнее. Модельная средняя величина B_s , полученная из фазовой зависимости $B_s(\Phi)$, совершенно совпадает с измерениями. Поскольку B_e , измерены по линиям водорода, равномерно распределенного по поверхности, то они не подвержены влиянию неравномерного распределения металлов, и модель оказывается предпочтительней, как и ее

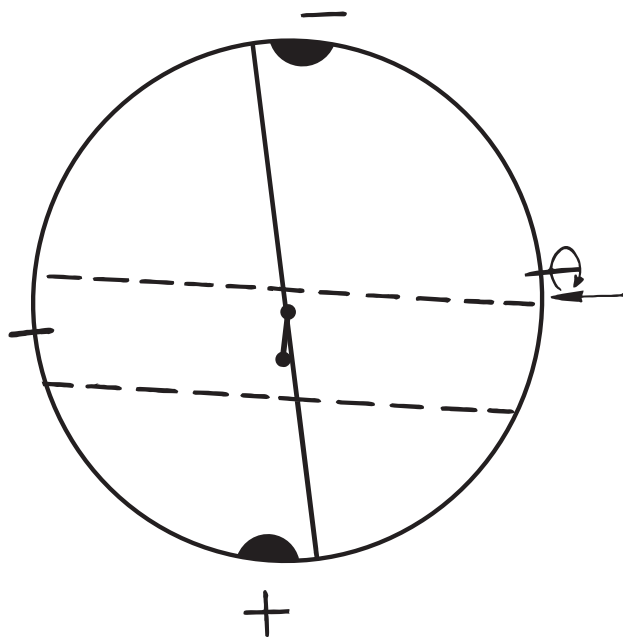


Рис. 5. Ориентация магнитного поля в звезде HD 94660.

параметры. В результате столь сильного влияния неравномерного распределения химических элементов величина угла i тоже в некоторой степени может быть искажена.

Период вращения звезды HD 75049 $P = 4.05^d$, радиус $R = 1.7R_\odot$ (Елькин и др., 2010), поэтому получаем из формулы $v = 50.6 R/P = 21$ км/с. Отсюда $v \sin i = 21 \sin(13^\circ) = 4.7$ км/с, величина, которую трудно измерить спектроскопическими методами.

МОДЕЛЬ HD94660 (Si+)

Основные параметры звезды HD 94660 взяты из каталога (Глаголевский, 2019) и приведены в табл. 3.

Период вращения звезды $P \approx 1800^d$ получен в работе (Ландстрит и др., 2014). Как и в предыдущем случае в нашем распоряжении оказываются измерения как $B_e(\Phi)$, так и $B_s(\Phi)$, поэтому угол i получается автоматически. Фазовая зависимость $B_e(\Phi)$ на рис. 4а составлена на основании измерений B_e по линиям водорода в работах (Ландстрит, 2014; Матисс, Хубриг, 1997; Болендер, 1993). Фазовая зависимость $B_s(\Phi)$ на рис. 4б построена по данным работы Матисса и Хубриг (1997), причем ей соответствует средняя величина $B_s = 6175$ Гс, приведенная в каталоге (Глаголевский, 2019). Модельные зависимости $B_e(\Phi)$ и $B_s(\Phi)$ получились при единственной величине угла $i = 4^\circ$. Это значит, что таким образом подтверждаются правильность предположения дипольной структуры магнитного

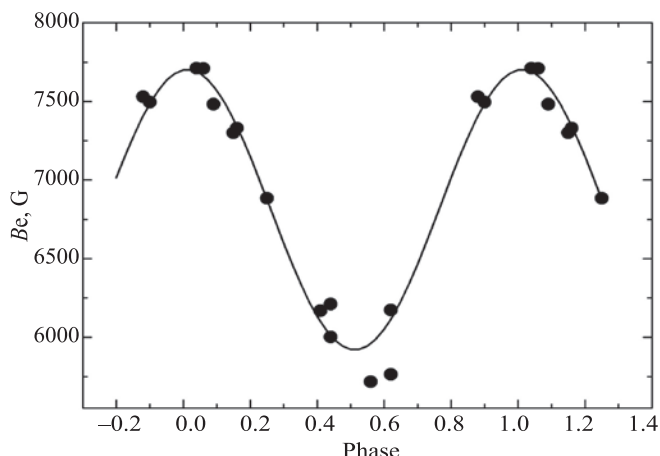


Рис. 6. Фазовая зависимость $B_e(\Phi)$ изменения магнитного поля звезды HD 154708.

поля и правильность измерений (вспомним, что предыдущая звезда HD 75049 имела слегка разные модели $B_e(\Phi)$ и $B_s(\Phi)$). Параметры полученной модели приведены в табл. 4.

Учитывая утверждение, сделанное в предыдущем параграфе, что модель по водородным измерениям B_e предпочтительнее, делаем вывод, что иногда результаты моделирования по $B_e(\Phi)$ и по $B_s(\Phi)$ совпадают, в зависимости от условий ориентации звезды. Для сравнения приводим данные из (Ландстрит, Матисс, 2000), где $\alpha = 5^\circ$ и $i = 47^\circ$. Видно значительное различие в величине угла i , которое происходит в результате, скорее всего, неправильной величины $v \sin i$ у этих авторов. Амплитуда B_s приводится в этой работе как 6050–6400 Гс, наш результат 6275–6075 Гс, примерно такой же. Следует сделать следующее замечание: первые по времени четыре измерения не укладываются в фазовую зависимость, демонстрируя большой разброс величин B_s , хотя по времени они занимают около 40% полного цикла наблюдений. Эти данные отмечены квадратиками на рис. 4б. Наша модель учитывает остальные 13 измерений.

Схема модели HD 94660 приведена на рис. 5. Она, как и звезда HD 94660, видна практически с полюса вращения, под углом $i = 4^\circ$ к нему, в результате переменность параметров оказывается минимальной. Фактически наблюдатель видит магнитную структуру со стороны магнитного экватора, где силовые линии расположены перпендикулярно лучу зрения. Постоянно наблюдатель видит область с магнитным полем отрицательного знака. Неудобная ориентация для измерения поля объясняет большой разброс измерений B_e и B_s . Магнитный диполь сдвинут вдоль оси в сторону положительного полюса диполя на величину $\Delta A = +0.1R_*$, причем он лежит практически в

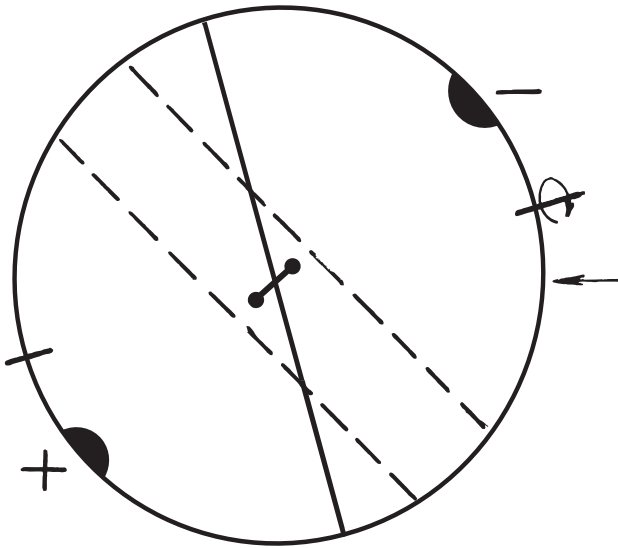


Рис. 7. Ориентация магнитного поля в звезде HD 154708.

плоскости экватора вращения под малым углом $\alpha = 10^\circ$. Малый угол α — типичное свойство магнитных звезд. Это можно видеть из распределения $N(\alpha)$ на (рис. 3), построенного по 115 моделям (Глаголевский, 2016), и происходит, скорее всего, в результате передачи момента вращения облакам, окружающим магнитную протозвезду (Моушовиас, Палеологоу, 1979), через силовые линии магнитного поля. Этот механизм более эффективен в случае малых величин α . В результате смещения диполя величина магнитного поля на полюсах HD 94660 различна: $B_p = +18170$ Гс и -7318 Гс. При этом максимальная величина интегрального поля по видимой полусфере $B_s = 6149$ Гс. Мы видим звезду со стороны магнитного экватора, в котором химсостав, очевидно, несколько отличается от химсостава на полюсах (Воукле, 1979; Алециан, Воукле, 1980; Межесье, 1984). В отличие от HD 75049 звезда HD 94660 достаточно проэволюционировала, ее $R/R_z = 1.50$, $\log t = 8.38$ (Глаголевский, 2019). Поскольку величина магнитного поля с возрастом уменьшается примерно пропорционально $(R/R_z)^{-2}$, это значит, что на ZAMS у нее было B_s 15 кГс.

Теперь, используя правильный угол $i = 4^\circ$, $P = 2800^d$ и $R = 2.43R$ получаем $v = 50.6$ $R/P = 0.044$ км/с, откуда $\sin i = 0.07$ и $v \sin i = 0.0031$ км/с.

МОДЕЛЬ HD154708 (SrCrEu)

В каталоге (Глаголевский, 2019) отсутствует величина магнитного поля B_s этой звезды, поэтому

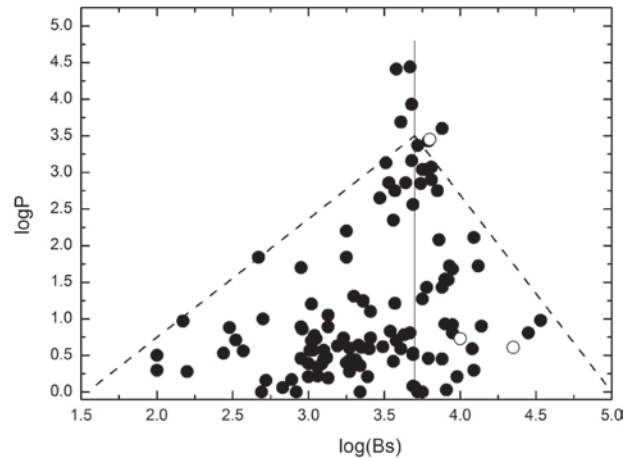


Рис. 8. Зависимость периода вращения магнитных звезд от величины магнитного поля. Белые кружки — изучаемые объекты.

ее определение особенно интересно. Параметры, характеризующие звезду, приведены в табл. 5.

Период вращения определен в работе (Хубриг и др., 2014) как $P = 5.367^d$. В случае этой звезды известна только фазовая зависимость $B_c(\Phi)$, поэтому для построения модели необходимо определить угол наклона i из $v \sin i$. В указанной работе найдена очень малая величина $v \sin i = 3.5 \pm 0.5$ км/с, которая близка 4 км/с, полученной в (Елькин и др., 2008). По формуле $v = 50.6 R / P = 14.6$ км/с, с учетом $v \sin i = 3.75$ км/с находим $i = 15^\circ$. На рис. 6 точками показана измеренная по линиям водорода фазовая зависимость, построенная по данным (Хубриг и др., 2014), а также модельная кривая. Она соответствует центральному диполю с углом $\alpha = 65^\circ$ (табл. 6). Этот угол нетипичный для магнитных звезд (рис. 3). При такой ориентации диполя магнитная протозвезда не могла потерять момент вращения с участием магнитного поля. Очевидно, что малый момент вращения достался от родительской протозвезды. Среднее модельное поверхностное поле $B_s = 9352$ Гс, поле на магнитных полюсах равно $B_p = \pm 12\,645$ Гс. Малый угол $i = 15^\circ$ приводит к тому, что наблюдатель видит преимущественно область с магнитным полем положительной полярности. Схема звезды показана на рис. 7, откуда видно, что при вращении звезда постоянно направлена к наблюдателю областью с положительным магнитным полем. Благодаря более удобной для измерений магнитного поля ориентации диполя разброс точек на фазовой кривой незначителен.

Звезда HD154708 является молодым объектом по сравнению с ZAMS, ее относительный радиус $R/R_z = 1.13$ ($\log t = 8.94$). Особенно интересно то, что она является одной из самых холодных среди магнитных CP-звезд. В нашем каталоге

(Глаголевский, 2019) только три звезды имеют температуру такого же порядка величины и магнитное поле в пределах $B_s = 2300\text{--}5500$ Гс. На диаграмме Герцшпрунга—Рессела они находятся на границе с конвективными объектами. К концу жизни HD 154708 на Главной последовательности у нее из-за увеличения радиуса магнитное поле уменьшится на порядок, т.е. окажется около 1 кГс. Тем не менее оно разрушится возникшей нестабильностью верхних слоев либо переходом в стадию конвективных объектов. В заключение все же следует отметить невысокую точность измерений, которая не позволяет получить достаточно уверенную структуру модели. Например, в $\Phi = 0.6$ отклонились два измерения. Если это не случайные отклонения, то при их учете мы должны были бы прийти к модели смещенного поперек оси диполя.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе изучены структуры трех магнитных звезд с использованием измерений продольного магнитного поля B_e , выполненных по линиям водорода, а также средних поверхностных величин B_s , полученных по линиям металлов. Модели строились в предположении дипольной структуры магнитного поля. Результаты данной работы в очередной раз подтверждают правильность такого предположения. Исследованные образцы не демонстрируют каких-либо особенностей. У них типичные однодипольные структуры. (Напомним, что даже если конфигурации магнитного поля сложные, все равно они удовлетворительно описываются двумя-тремя диполями внутри звезды (Глаголевский, 2013).) Результаты данного исследования очередной раз указывают на то, что ориентация диполей внутри звезды может быть любой, но преимущественно под малым углом α к плоскости экватора вращения. В сложных структурах диполи всегда направлены противоположными зарядами друг к другу. Величина среднего поверхностного магнитного поля находится в широких пределах, но не более 34 кГс. Более половины магнитных звезд имеют структуру магнитного поля, близкую к центральному диполю, что может указывать на их происхождение преимущественно из равномерно намагниченных протозвездных облаков.

В данной выборке изучены объекты с большими величинами магнитного поля. Оказалось, что на зависимости $\log B_s\text{--}\log P$, представленной на рис. 8, все они находятся в той ее части, которая представляет собой теоретическую проблему, которая заключается в следующем. В предположении, что потеря момента вращения магнитной протозвезды происходит при участии магнитного поля, следует ожидать, что существует зависимость периода вращения от величины магнитного поля (Моушовиас, Палеологоу, 1979).

Действительно, предварительно можно допустить, что левая часть рис. 8 отвечает этому предположению. Но правая часть в таком случае оказывается непонятной — чем сильнее поле, тем быстрее вращается звезда (Глаголевский, 2022). Все три изученных объекта соответствуют этому непонятному свойству. При этом две звезды имеют малый угол α , что является признаком потери момента вращения с участием магнитного поля. Возникновение обратной корреляции для звезд с $B_s > 5$ кГс показывает, что потеря момента вращения ослабевает в стадии протозвездного облака после некоторого соответствующего максимума. Чем сильнее поле, тем слабее торможение. Можно предположить, что при сильном поле окружающие магнитную протозвезду облака начинают вращаться вместе с протозвездой, и передача момента вращения ее ослабевает. С другой стороны, следует упомянуть об интересной идее, высказанной в (Шнайдер, 2019). Рассчитано слияние двух магнитных звезд в тесных двойных системах, в результате чего может возникнуть новая магнитная звезда с более сильным магнитным полем. В результате действия такого механизма может возникнуть наблюдаемый дефицит магнитных звезд в тесных двойных системах, а также будет возможно объяснить обратную корреляцию на зависимостях “магнитное поле — период вращения”. В данной нашей работе, основанной на гипотезе реликтового магнитного поля и рассматриваемой исключительно для изучения трех конкретных магнитных звезд, нет места для анализа этой идеи. Но очевидно, что это следует сделать с привлечением накопившихся наблюдательных данных. Что касается дефицита магнитных звезд в тесных двойных системах, то, по нашему мнению, это может происходить вследствие недостаточной потери момента вращения компонентами из-за взаимной помехи. Одиночные магнитные звезды теряют момент вращения путем передачи его окружающим облакам (Моушовиас, Палеологоу, 1979).

Опыт моделирования показывает, что к моменту выхода магнитных звезд на ZAMS структуры магнитного поля у них оказываются дипольными. Магнитные звезды завершают свою эволюцию на Главной последовательности, имея сильное дипольное магнитное поле, как и у изучаемых здесь объектов. В магнитной протозвезде магнитные силовые линии пронизывают весь ее объем, вплоть до места предполагаемого диполя. В момент формирования молодой звезды и конвективного ядра в области предполагаемого диполя, который мы рисуем на наших схемах, магнитное поле разрушается, но вне ядра начальная дипольная структура сохраняется, ее мы и наблюдаем в настоящее время. Таково наше предположение. Вследствие крайне высокой проводимости звездного вещества омическая диссипация таких структур очень слаба,

и они сохраняются до конца жизни звезды на Главной последовательности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алециан, Воукле (G. Alecian and S. Vauclair), *Astron. Astrophys.* **101**, 16 (1981).
2. Болендер и др. (D.A. Bohlender, J.D. Landstreet, and I.B. Thompson), *Astron. Astrophys.* **269**, 355 (1993).
3. Воукле и др. (S. Vauclair, J. Hardorp, and D.M. Peterson), *Astrophys. J.* **227**, 526 (1979).
4. Герт и др. (E. Gerth and Yu.V. Glagolevskij), *Bull. Spec. Astrophys. Observ.* **56**, 25 (2003).
5. Глаголевский (Yu.V. Glagolevskij), *Astrophys. Bull.* **74**, 66 (2019).
6. Глаголевский (Yu.V. Glagolevskij), *Astrophysics* **55**, 169 (2012).
7. Глаголевский (Yu.V. Glagolevskij), *Astrophys. Bull.* **62**, 244 (2007).
8. Глаголевский (Yu.V. Glagolevskij), *Astrophys. Bull.* **68**, 78 (2013).
9. Глаголевский (Yu.V. Glagolevskij), *Astrophysics* **59**, 321 (2016).
10. Глаголевский Ю.В., *Астрофиз. Бюлл.* **72**, 305 (2017).
11. Глаголевский (Yu.V. Glagolevskij), *Astrophys. Bull.* **68**, 356 (2013).
12. Глаголевский (Yu.V. Glagolevskij), *Astrophys. Bull.* **77**, 166 (2022).
13. Глаголевский, Назаренко (Yu.V. Glagolevskij and A.F. Nazarenko), *Astrophys. Bull.* **72**, 411 (2017).
14. Глаголевский, Назаренко (Yu.V. Glagolevskij and A.F. Nazarenko), *Astrophys. Bull.* **70**, 89 (2015).
15. Елькин и др. (V.G. Elkin, G. Mathys, D.W. Kurtz, S. Hubrig, and L.M. Freyhammer), *MNRAS* **402**, 1883 (2010).
16. Матисс (G. Mathys, et al.), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **123**, 353 (1997).
17. Ландстрит и др. (J.D. Landstreet, S. Bagnulo, and L. Fossati), *Astron. Astrophys.* **572**, A1132 (2014).
18. Ландстрит, Матисс (J.D. Landstreet and G. Mathys), *Astron. Astrophys.* **359**, 213 (2000).
19. Межесье (C. Megessier), *Astron. Astrophys.* **138**, 267 (1984).
20. Моушовиас, Палеологоу (T.Ch. Moushovias and E.V. Paleologou), *Astrophys. J.* **230**, 204 (1979).
21. Хубриг и др. (S. Hubrig, et al.), *Astron. Astrophys.* **572**, A113 (2014).
22. Шнайдер и др. (R.N. Schneider, et al.), *Nature* **574**, 211 (2019).