СОДЕРЖАНИЕ

Том 98, номер 11, 2021

Разрушение галактик как причина появления звездных потоков
А. В. Тутуков, С. В. Верещагин, М. Д. Сизова 883

Автомодельное возмущение аккреционного диска вокруг сливающихся черных дыр
А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало 901

Влияние неточности нормировки транзитных кривых блеска на результаты интерпретации
М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев 922

Показатель степени спектра неоднородностей межзвездной плазмы в направлении одиннадцати пульсаров
М. В. Попов, Т. В. Смирнова 929

Сличение земной и лунной шкал времени по гигантским импульсам пульсаров
А. Е. Родин, В. В. Орешко, В. А. Федорова 935

Динамо за гелиопаузой: проверка по имеющимся данным КА Вояджер 2
Е. С. Беленькая 944

Геоэффективные возмущения в солнечном ветре вблизи минимума солнечной активности по данным двухлетней серии наблюдений межпланетных мерцаний на радиотелескопе БСА ФИАН
И. В. Чашей, Т. О. Лебедева, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев 949

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2021, том 98, № 11, с. 883–900

РАЗРУШЕНИЕ ГАЛАКТИК КАК ПРИЧИНА ПОЯВЛЕНИЯ ЗВЕЗДНЫХ ПОТОКОВ

© 2021 г. А. В. Тутуков[1], С. В. Верещагин[1, *], М. Д. Сизова[1]

[1] *Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

*****E-mail: svvs@ya.ru*

Поступила в редакцию 28.06.2021 г.
После доработки 27.07.2021 г.
Принята к публикации 27.07.2021 г.

Рассмотрено взаимодействие галактик в скоплениях с межгалактической газовой средой и другими галактиками. Изучены причины появления газовых и звездных “хвостов” и звездных “копий” галактик при их движении в плотной газовой среде в ядрах скоплений и в ходе приливного разрушения сталкивающихся галактик. Указана возможная роль звездообразования и прямых столкновений богатых газом галактик, приводящих к появлению галактик низкой поверхностной яркости (LSBG), а также к разрушению старых и образованию новых галактик. Отмечен возможный вклад разрушения галактик и спутников массивных галактик происходящими в них вспышками звездообразования в появление звездных потоков галактических масштабов. Звездные потоки в конечном итоге входят в состав толстых звездных дисков и балджей массивных галактик. Звездные потоки, являясь продуктом распада галактик-спутников, могут содержать в своем составе оставшиеся плотные звездные скопления и включают в свой состав звезды, планеты и кометы.

Ключевые слова: галактики, звездные потоки, звездные скопления, планетные системы

DOI: 10.31857/S0004629921110074

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Скопления галактик

Скопления галактик являются фундаментальным структурным элементом Вселенной, аккумулирующим основную часть ее вещества. Большинство наблюдаемых галактик находятся в составе скоплений с массами 10^{12}–10^{15} $M_\odot$ и радиусами от 30 до 1000 кпк [1]. Характерные скорости движения галактик в скоплениях составляют 300–1000 км/с. Начальная функция масс (ФМ) галактик и скоплений галактик может быть представлена как $dN \sim M^{-2}dM$ [2]. Галактики внутри скоплений погружены в газо-звездную среду. Около 30% звезд, населяющих скопления, не принадлежат галактикам, эти звезды демонстрируют заметную концентрацию к центрам своих скоплений [3]. Их происхождение связано с разрушением галактик. Газовый компонент составляет, согласно наблюдениям, лишь несколько процентов массы скопления. Плотность газа составляет от 10^{-2} см$^{-3}$ в ядре скопления до 10^{-4} см$^{-3}$ на его периферии [4]. В ядре скопления газ разогрет движением галактик и взрывами SN Ia до температуры около 10^7 K [5, 6], что подтверждается наблюдаемым рентгеновским излучением скоплений галактик со светимостью L_x до 5×10^{45} эрг/с [4].

Во многих случаях размеры галактик сопоставимы с размерами содержащих их скоплений, поэтому движение галактик в скоплениях неизбежно приводит к их рекуррентным сближениям и столкновениям. В результате приливного взаимодействия близких галактик имеют место такие наблюдаемые проявления, как газо-звездные спирали, хвосты и звездные потоки. Исследованию приливных эффектов посвящены работы [7–11]. В работе [12] наряду с обширным обзором результатов предшествующих работ сделаны первые попытки численного моделирования приливных явлений в мире галактик и, в частности, структур, возникающих в ходе их взаимодействия.

Далее мы рассматриваем процессы столкновения и слияния галактик как возможный источник населения галактических звездных балджей и дисков, а ретроградное вращение части звезд как признак слияния галактик. В разделе 2 рассмотрены процессы слияния галактик, приводящие к образованию звездных потоков. В разделе 3 приведены свойства и варианты происхождения наблюдаемых звездных потоков, из которых состоит население звездных балджей и дисков. В разделе 4 мы рассматриваем возможные причины разрушения галактик. В разделе 5 рассмотрена

роль динамического торможения в процессе слияния галактик. В разделе 6 представлены результаты численных расчетов различных вариантов разрушения спутника-галактики. В конце работы мы приводим оценки параметров образующихся звездных потоков, обсуждение результатов и выводы.

1.2. Роль межгалактического газа в эволюции галактик

Наблюдаемые галактики погружены в сравнительно плотный межгалактический газ с плотностью $n_{\rm H} = 10^{-3}$–10^{-2} см$^{-3}$ [13]. Взаимодействие этого газа с газовым компонентом движущихся галактик может вести к появлению у них звездных хвостов. Такие галактики получили название “медузы” [14, 15]. Звездные хвосты галактик-медуз бимодальны. Часть этих хвостов обязана своим появлением потере галактикой плотного периферийного газа за счет давления межгалактического газа, набегающего со скоростью до 1000 км/с с последующим звездообразованием в потерянном газе [16]. Другая часть может быть продуктом звездообразования в обтекающем движущуюся галактику плотном межгалактическом газе с плотностью $n_{\rm H}$. Условие охлаждения последнего при движении дисковой галактики со скоростью порядка параболической на ее краю выглядит так:

$$n_{\rm H} > \frac{0.005}{K^2}(M_{11})^{1/4}\ \text{см}^{-3}, \qquad (1)$$

где K – коэффициент в соотношении $R = 10^4 K M_{11}^{1/2}$. Здесь R измеряется в пк, а M_{11} – масса галактики в единицах $10^{11}\,M_\odot$ [17]. Из соотношения (1) ясно, что охлаждение межгалактического газа и звездообразование в нем возможны в галактиках малых масс при $K \simeq 2$–3 (low surface brightness), движущихся в плотных ядрах своих скоплений, что и наблюдается. Соотношение между радиусом и массой для галактик, звездных скоплений и скоплений галактик следует из анализа наблюдательных данных и с точностью порядка фактора три оно справедливо для большинства галактик.

Как показывают наблюдения, размеры галактик низкой поверхностной яркости увеличены в несколько раз относительно обычных размеров [18]. Низкая поверхностная плотность таких галактик облегчает потерю ими газа за счет давления набегающего газа среды [19]. В таком случае может произойти не только потеря газа, но и полное их разрушение в поле гравитации массивных галактик и плотных ядрах скоплений галактик. В результате разрушения таких галактик могут образовываться звездные потоки. При этом внутри звездных потоков могут находиться плотные звездные скопления. Таким образом, наблюдаемые звездные потоки рассматриваемой природы могут представлять интерес как маркеры для поиска новых звездных скоплений, принадлежавших другим галактикам.

2. СЛИЯНИЕ ГАЛАКТИК В ХОДЕ ИХ СТОЛКНОВЕНИЙ

2.1. Звездные потоки на периферии галактик

Соизмеримость размеров галактик с размерами их скоплений и большие скорости их движения внутри скоплений приводят к их прямым столкновениям, которые не редки в течение их жизни. Характерные относительные скорости столкновений в массивных скоплениях галактик составляют $\sim 10^3$ км/с. Эта величина превосходит характерные параболические скорости на краю галактик $\sim 10^2$ км/с, что приводит такие столкновения к рассеянию газовых компонентов [20] и “свободному” пролету звездных компонентов. Часть столкновений происходит на малых относительных скоростях, сравнимых с параболическими или меньших, что ведет к слиянию сталкивающихся компонентов и росту их массы [21]. Частота таких столкновений в скоплениях постоянна во времени [22].

Известно, что при галактических слияниях могут появляться дисковые галактики со звездными ядрами, вращающимися в направлении, обратном вращению их звездных дисков. Впервые обнаруженным примером таких галактик является IC 1459, ядро которой (размером ~ 300 пк) вращается со скоростью 179 км/с, а диск (со скоростью ~45 км/с) вращается в обратном направлении [23]. Позже такое явление было обнаружено в целом ряде других галактик различных типов [24]. Не исключено также, что часть галактик с ядрами, ретроградно вращающимися по отношению к диску, являются продуктами аккреции плотного межгалактического газа из ядер скоплений, сопровождаемой звездообразованием. Однако большая частота столкновений галактик в скоплениях привлекает внимание в первую очередь к столкновениям в качестве возможной причины слияния галактик при столкновениях.

Детальный кинематический и химический анализ окрестностей нашей Галактики в пределах ~50 кпк выполнен в работе [25]. Это позволило установить, что большая часть звезд гало Галактики, расположенных на расстояниях больше 10 кпк от галактического центра, принадлежат к звездным потокам. Источниками этих потоков являются маломассивные галактики-спутники, разрушенные приливными силами нашей Галактики. Химический состав и кинематические параметры позволили выделить одиннадцать звездных потоков с $-2.5 < [\text{Fe/H}] < -0.5$ и $0.1 < [\text{Fe/H}] < 0.4$, которые содержат около 90% всех звезд гало

Галактики. До половины из числа этих потоков имеют ретроградное вращение. Эти результаты наглядно демонстрируют условия формирования обширных гало массивных галактик и звездных потоков, как продуктов распада их спутников.

2.2. Структура внешнего гало – сумма звездных потоков

Заметная концентрация звезд гало в звездных потоках свидетельствует о том, что их время жизни превосходит Хаббловское время (см. нашу оценку ниже). Подтверждение такой повышенной концентрации можно видеть в работе [26], где рассмотрены положения 1500 малометалличных ([Fe/H] < –2) звезд гало Галактики. Хотя, как известно [27], звездные потоки обнаружены и во внутренних частях Галактики.

Итак, распад галактики-спутника ведет со временем к образованию звездного потока вдоль исходной орбиты спутника. В рамках простой модели оценим время жизни звездного потока. Под временем жизни потока мы будем понимать время, необходимое для изменения величины скорости всех звезд-членов этого потока на величину порядка величины дисперсии их исходных скоростей w. Пусть галактика с массой M и радиусом R представлена системой гравитирующих объектов с массой m каждого. Радиус зоны, в пределах которой объект, летящий со скоростью $u = \sqrt{\frac{GM}{R}}$, изменяет скорость окружающих звезд на величину w равен $r = \frac{Gm}{uw}$, где G – постоянная гравитации. Время, необходимое для летящих объектов, чтобы покрыть весь объем галактики и таким образом разрушить звездный поток, будет равно $\tau = \frac{R^{5/2} w^2}{G^{3/2} m M^{1/2}}$. Масса и радиус галактики связаны соотношением $M \approx 0.2R^2$ [17]. В итоге получаем оценку времени, необходимого для разрушения звездного потока звездами галактики:

$$\tau = \tau_d \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} \cong 3\times10^7 M_{11}^{1/2} \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} \text{ лет}, \qquad (2)$$

где $\tau_d \cong R^{3/2} M^{-1/2} G^{-1/2}$, $M_{11} = M \times 10^{-11}/M_\odot$. Из (2) очевидно, что время жизни звездных потоков, рожденных путем распада скоплений и галактик-спутников малой массы под влиянием звезд поля (с характерной массой, равной солнечной) заметно превышает Хаббловское. Важно отметить, что именно это обеспечивает упомянутое выше сохранение всех звездных потоков в Галактике [25] на протяжении ее эволюции. Однако, как следует из соотношения (2), при слиянии галактик сравнимых масс возможна “турбулизация” потоков.

2.3. Столкновения галактик в скоплениях и их последствия

Столкновения галактик – обыденное явление для галактик известных скоплений. Покажем, как это следует из простых оценок. Примем массу скопления галактик равной M, а число галактик равной массы – N. Массы галактик составляющих скопление, и самого скопления определяют его размер $r \approx 2m^{1/2}$ [17]. В таком случае характерное время между столкновениями галактик в скоплении τ будет равно $\tau = 10^9 M_{15}^{1/4}$ лет, где M_{15} – масса скопления измеренная в единицах $10^{15} M_\odot$. В результате за Хаббловское время (т.е. на протяжении своей жизни) каждая из галактик скопления испытает несколько столкновений с другими галактиками своего скопления. Итоги таких столкновений зависят от природы галактик и относительной скорости сталкивающихся галактик. Например, часть разрушающихся при столкновениях галактик могут поставлять внегалактические звезды в поле скопления. Рассмотрим эффекты столкновений, ведущие к появлению звездных потоков в галактиках и их скоплениях.

Наглядным свидетельством активного поглощения нашей Галактикой в прошлые эпохи некоторой части своих спутников является существование обширной популяции звезд с пространственным ретроградным вращением (т.е. обратным вращению) основной массы диска и балджа Галактики. Первыми обратили внимание на такие звезды Паренаго [28] и Воронцов-Вельяминов [29]. Современные исследования показали, что ретроградное звездное население гало Галактики представляет собой продукты поглощения Галактикой ее спутников малой массы. Кроме кинематики, это население отличается малым обилием тяжелых элементов [30, 31]. Последнее естественно для звезд галактик-спутников малой массы, поглощенных нашей Галактикой в ходе ее эволюции.

Изучение кинематики звезд гало Галактики с малым обилием металлов [Fe/H] < –1.0 позволило найти несколько выделенных групп звезд со сходными орбитальными параметрами [32]. Как оказалось, эти группы являются потоками звезд – продуктов распада галактик спутников, поглощенных нашей Галактикой в прошлом. Они наглядно демонстрируют особенности процесса сборки звездного балджа и гало нашей Галактики: звезды гало с [Fe/H] < –2.5 являются суммой двух почти равных популяций: с прямым и обратным орбитальным вращением вокруг галактического центра [33]. Большинство же этих звезд ранее принадлежали поглощенным Галактикой спутникам в ходе ее формирования. Детальный анализ 23 звездных потоков Галактики позволил найти карликовые галактики – предшественники

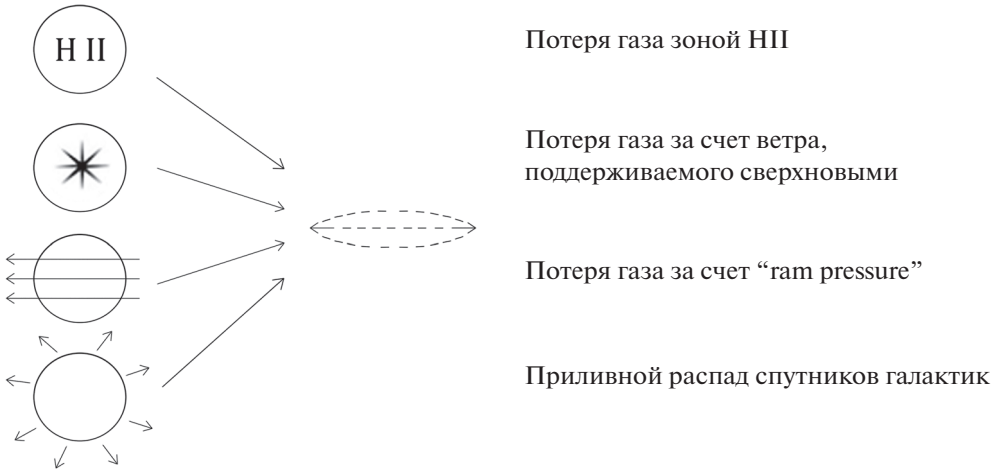

Рис. 1. Варианты разрушения галактик с превращением их в звездные потоки.

некоторых из этих потоков [34]. Отметим, что восемь из отмеченных потоков оказались связанными с массивными шаровыми скоплениями, вероятно, бывшими членами разрушенных спутников Галактики.

Детальный анализ орбит и химического состава 54 галактик-спутников малой массы и шаровых скоплений нашей Галактики [35] показал, что при $[Fe/H] \geq -1.0$ большинство из них имеют общегалактическое направление вращения, сравнительно низкий эксцентриситет орбит, меньший ~0.3, а плоскости их орбит близки к плоскости Галактики. Спутники же с $[Fe/H] < -1.0$ часто имеют орбиты с большим эксцентриситетом и ретроградным направлением вращения вокруг ГЦ. Плоскости их орбит значительно отклоняются от плоскости Галактики. Добавим, что перицентры орбит изученных спутников находятся в пределах 0.5 кпк – 30 кпк, апоцентры – в пределах 2 кпк – 100 кпк [35]. Другим свидетельством активной роли слияний в ходе эволюции Галактики является присутствие в последней звезд со скоростями, близкими или превышающими скорость ухода из нее ~445 км/с [36].

Рассмотрим наблюдаемые последствия столкновения и слияния галактик. На рис. 1 и рис. 2 представлены сценарии этих процессов. Большинство галактик является членами их плотных скоплений. Пример нашей Галактики показывает, что массивные галактики погружены в облако своих спутников, число которых достигает многих десятков [37]. В процессе эволюции скопления столкновения с высокими скоростями очищают галактики от газа, что может быть причиной появления S0 галактик [38]. Эти обстоятельства делают сближения и столкновения галактик рядовыми событиями их жизни.

Столкновения с низкими относительными скоростями и гравитационное торможение ведут к слиянию галактик, а последнее, к нескольким наблюдаемым последствиям. Пример: ретроградное вращение части звезд галактик [24, 39], появление двойных ядер галактик [40]. Детальный анализ химического состава звезд позволил установить, что ретроградно вращающиеся звезды Галактики имеют на порядок меньшую металличность по сравнению с остальными звездами [41]. Кроме того, слияние галактик объясняет наличие двойных и внецентральных ядер у значительного количества наблюдаемых галактик [40]. Аккреционная активность части квазаров обеспечивается слияниями плотных ядер сталкивающихся галактик [42]. Образование новых галактик из газовых компонентов сталкивающихся галактик (рис. 2) может в будущем объяснить появление галактик, лишенных темного гало [43].

3. ЗВЕЗДНЫЕ ПОТОКИ-ПРОДУКТЫ РАЗРУШЕНИЯ ГАЛАКТИК И ИХ СПУТНИКОВ

3.1. Разрушение звездного компонента галактик

Широкое распространение сравнительно узких звездных потоков, расположенных около галактик, ставит вопрос об условиях их возникновения [27]. Возможный сценарий появления таких потоков связан с разрушением одной из взаимодействующих галактик (рис. 1). Наблюдения показали [44], что до 20% света звезд скоплений галактик принадлежит непрерывному звездному фону этих скоплений и не может быть прямо ассоциировано с галактиками – членами скоплений. Существенная часть галактик в силу разных причин в ходе их эволюции в скоплениях распадается, формируя таким образом непрерывный звездный фон скопления.

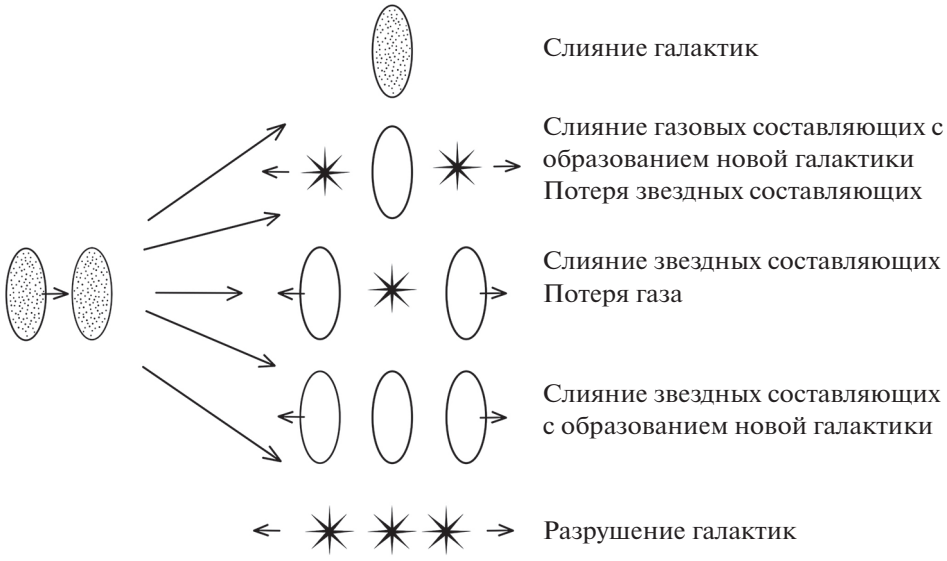

Рис. 2. Сценарии столкновения дисковых галактик.

Облако Leo Ring служит примером газового компонента галактики, разрушенной при столкновении [45]. Здесь гигантское газовое кольцо (радиусом около 10^5 пк) нейтрального водорода лишено звезд, имеет практически солнечное обилие металлов. Масса нейтрального водорода в этом кольце составляет $\sim 2 \times 10^9\ M_\odot$, а скорость расширения ~100 км/с, что отвечает возрасту $\sim 10^9$ лет. Причиной возникновения такого кольца может быть вспышка звездообразования в дисковой галактике-предшественнице или столкновение двух галактик на гиперболических скоростях. Эти процессы могли существенно уменьшить массу галактики, “освободив” ее газовый компонент.

Роль скопления галактик в формировании звездного гало массивных галактик на примере нашей Галактики количественно оценена в работе [46]. Исследование близких к Солнцу вырожденных карликов позволило установить, что около 15% из них сравнительно молоды (их возрасты составляют несколько миллиардов лет), но имеют высокие пространственные скорости, отвечающие звездам гало Галактики. Поскольку образование “родных” звезд гало закончено около 10–12 миллиардов лет назад, молодые вырожденные звезды гало являются, вероятно, продуктами распада карликовых молодых спутников Галактики, поглощенных ею в ходе эволюции.

3.2. Межгалактические звездные потоки, Магеллановы Облака и Туманность Андромеды

Рассмотрим возможные причины и сценарии разрушения звездного компонента галактики с превращением его в звездный поток в ходе эволюции или столкновения с другой галактикой. Впервые вопрос о существовании звездного потока возник у М. Фламмариона, нашедшего у Плеяд линейную группу звезд и туманностей, связанную каким-то образом с этим скоплением [47]. Ответ на вопрос о природе звездных потоков в галактиках и их окрестностях также не нов. Синхронное пространственное движение звезд еще около ста лет назад было приписано распаду звездных скоплений [48–50]. В последние годы в связи с существенным улучшением наблюдательных и теоретических инструментальных возможностей наблюдательное изучение морфологии приливных явлений и физики звездных потоков, в том числе расположенных около галактик, привлекает большое и всестороннее внимание. Особое внимание уделяется так называемому Магеллановому Потоку – газо-звездной структуре, связывающей Магеллановы Облака и нашу Галактику. Она покрывает около 200 градусов южного неба [51] и включает, наряду с газом и звездами, звездные скопления. Численное моделирование позволяет установить картину формирования этой структуры в ходе прошлого сближения Магеллановых Облаков с нашей Галактикой [52, 53]. Не исключено, что сближения Магеллановых Облаков с Галактикой происходили регулярно, что усложняет наблюдаемую картину и, естественно, попытки ее интерпретации с помощью моделей. Изучение Магелланова Потока и других звездных потоков дает возможность увидеть картину приливных явлений в мире галактик “изнутри”, оценив роль темного компонента Галактики в ее морфологии.

Примеры распадающихся шаровых скоплений, наблюдаемых как протяженные структуры, напоминающие по своим очертаниям “звездные

копья" (Palomar 5 и Palomar 15) с размерами в несколько десятков парсек [54, 55], дают представление о картине последствий приливного разрушения сравнительно слабо связанных звездных систем. Кроме того, не исключено, что названные скопления являются ядрами карликовых галактик, разрушенных приливами. Последние непрерывно пополняют звездное население гало Галактики. В настоящее время известно более 40 звездных потоков в Галактике [56]. Изучение звезд гало Галактики с [Fe/H] < –2.0 позволяет найти среди них кинематические звездные потоки [26]. Анализ величин [O/Fe] и [Fe/H] звезд гало привел к обнаружению выделенных по химическому составу групп звезд с низкой металличностью, принадлежащих в прошлом близким галактикам малой массы. Бимодальность распределения звезд малой металличности по величине отношения [O/Fe] [26] является вероятным следствием смешения самых старых звезд Галактики со звездами поглощенных ею галактик-спутников [57]. Они непрерывно поглощаются нашей Галактикой в ходе ее эволюции в Местном скоплении [58].

Наиболее полное на сегодня исследование звездных потоков в нашей Галактике выполнено в работе [59] на основе каталогов Gaia DR2 и Gaia EDR3. При этом были найдены потоки, связанные с одиннадцатью шаровыми скоплениями, включая ω Cen. Длина наблюдаемой части потоков составляет от нескольких до ста градусов небесной сферы. Часть звездных потоков, вероятно, действительно принадлежит карликовым галактикам, разрушенным приливными силами нашей Галактики. Об этом свидетельствует низкое обилие железа, не превышающее 10% от его солнечного. В заключение авторы приходят к выводу о том, что гало нашей Галактики, сотканное из нитей звездных потоков, напоминает "a ball of wool". Этот вывод можно отнести и к звездному компоненту гало и других галактик, а также к звездной среде поля скоплений галактик.

Показательно исследование ближайшего массивного соседа Галактики – Туманности Андромеды [60, 61]. В пределах 150 кпк от последней видны несколько дугообразных звездных образований, включающих в себя шесть шаровых скоплений. Эти дуги являются вероятными продуктами приливного распада спутников Андромеды с образованием в гало звездных потоков длиной до 120 кпк. Сравнение структур гало нашей Галактики и Туманности Андромеды позволяет говорить о большой роли разрушения спутников массивных галактик в морфологии их звездных гало. Детальное изучение периферии соседних галактик позволило установить, что звездные потоки редких форм и различной наблюдаемой яркости весьма многообразны, что, например, продемонстрировано в [62–66]. Они образуют различного вида дуги и кольца около своих галактик. Приливное разрушение близких спутников галактик признано в качестве причины их образования.

4. ПРИЧИНЫ РАЗРУШЕНИЯ ГАЛАКТИК И ИХ СПУТНИКОВ

4.1. Эффекты движения галактик в газовой среде

Рассмотрим возможные причины разрушения галактик скоплений, приводящие в конечном итоге к появлению звездных потоков гравитационно не связанных между собой звезд (рис. 1). Среди них взаимодействие галактик с плотной газовой средой скоплений галактик, столкновения галактик и вспышки звездообразования в них, ведущие к потере массивного газового компонента. Наблюдаемый пример взаимодействия дисковых галактик с газовой средой своих скоплений являет собой так называемые галактики "медузы", о которых говорилось выше. Они демонстрируют зонтичную морфологию и активное звездообразование на краях. Активное увеличение наблюдательной базы по галактикам-медузам [67] и трехмерные газодинамические модели взаимодействия неоднородных газовых дисков галактик с плотным газом среды [68–70] позволили наглядно представить картину этого явления. Список одиннадцати галактик такого типа приведен в работе [70]. Длина газо-звездных хвостов галактик достигает 100 кпк, что при скорости движения галактик в 300 км/с отвечает времени их формирования в 3×10^8 лет. Оценки показывают, что этого времени достаточно для охлаждения нагретого газа и образования звезд в обтекающем газе плотного ядра родительского скопления галактик (1).

Потеря периферийных областей газового диска галактик объясняет появление колец молодых звезд около таких галактик, гравитационно, вероятно, не связанных с ними [15]. Итогом этого процесса будет образование длинных узких звездных хвостов галактик, движущихся в плотной газовой среде. Кроме того, легко представить, что быстрое движение в плотной газовой среде может привести к полной потере галактикой газа. Найдем условие этого явления. В рамках однозонной однородной модели галактики условие потери газа (со средней плотностью ρ_g) галактикой за счет воздействия давления набегающего газа среды с плотностью ρ_0 будет:

$$\frac{v}{v_K} > \left(\frac{\rho_g}{\rho_0}\right)^{1/2}, \qquad (3)$$

где v – пространственная скорость галактики, v_K – кеплеровская скорость на краю галактики. Из этой формулы ясно, что при условии (3) быстрые галактики с низкой поверхностной плотностью газа в плотной газовой среде ядер скоплений

галактик действительно могут лишиться своего газа. Становится ясно, что эллиптические или S0 галактики плотных скоплений могут терять газ не только под действием SNeIa, но и за счет “ram pressure” межгалактического газа (рис. 1). Быстрое удаление газа галактики в плотных ядрах скоплений галактик ведет к ряду интересных следствий, показанных на рис. 1. Если масса газа галактики была меньше массы звезд, то лишенная газа галактика превратится в E или S0 галактику без звездообразования и с ветром, поддерживаемым сверхновыми первого типа (SNeIa) и давлением газа среды. Наблюдения поддерживают возможность образования, по крайней мере, части E галактик в ходе столкновений их предшественников [71].

Если же масса звезд движущейся галактики была меньше массы газа в ней, то быстрая потеря газа такой галактикой приведет к распаду ее звездного компонента с превращением последнего со временем в звездный поток вдоль галактической орбиты внутри своего скопления. Масса газа в дисковых галактиках малой массы ($M < 10^{10}\ M_\odot$) часто сопоставима с массой их звезд [72]. Этот процесс возможен и для спутников массивных галактик, потеря газа которых инициируется мощным галактическим ветром последней. Такой ветер может быть вызван и столкновением галактик, повышающим скорость звездообразования в них и мощность галактического ветра в десятки раз [72]. Столкновения, ведущие к увеличению скорости звездообразования, приводят одновременно к резкому росту частоты вспышек сверхновых звезд, связанных с окончанием эволюции массивных $M \geq 8\ M_\odot$ звезд. Это также может вести к потере газовых компонентов сталкивающихся галактик и последующему разрушению их звездных компонентов [73] с превращением последних в звездные потоки.

Эйнасто и др. [74] обнаружили, что близкие спутники Галактики принадлежат, как правило, к E-галактикам, в то время как далекие спутники являются неправильными и дисковыми галактиками с газом и звездообразованием. Естественно полагать, что близкие спутники неоднократно в прошлом пересекали плотный газовый диск нашей Галактики и потеряли свои газовые компоненты, став E галактиками. А далекие спутники, орбиты которых пролегают далеко от плотного газового диска Галактики, сохраняют возможность удерживать газовые диски, в которых поддерживается звездообразование. Изучение спектра масс спутников массивных галактик показало, что он может быть представлен функцией $dN/dM \sim M^{-5/4}$ [75]. Уменьшенный наклон ФМ спутников, по сравнению с классическим, равным -2 [2], может свидетельствовать о разрушении спутников малой массы в ходе взаимодействия с центральными галактиками и их поглощения массивными галактиками. Таким образом, столкновения галактик с участием межгалактического газа скопления галактик играют важную роль в определении доли E галактик (лишенных газа и звездообразования) [76].

Разрушение спутников галактик может вести еще к одному интересному следствию. Неоднократно отмечалось, что число звезд Галактики с малым обилием металлов меньше, чем можно было бы ожидать при замкнутой эволюции [77]. Не исключено, что поглощение проэволюционировавшего газового компонента близких спутников и межгалактического газа может изменить ход химической эволюции галактики и объяснить дефицит звезд малой металличности, решив тем самым известную “G-dwarf problem”.

4.2. Инициирование вспышек звездообразования в галактиках

Столкновение галактик может привести к звездообразованию в суммарном газе с распадом вновь образованной звездной системы. Примерами подобного столкновения служат Taffy system (UGC 1294/5) и Arp 194 [78], демонстрирующие газовые структуры со звездообразованием между двумя звездными дисками. Разрушение галактик в ходе их столкновительной эволюции в скоплениях является распространенным явлением в мире галактик, непрерывно пополняющим внегалактическую среду скоплений звездами.

Скорость звездообразования, регулируемая ионизацией водорода, была оценена в работе [79] как $\frac{d\rho_g}{dt} = -5\times10^7\rho_g^2$, где ρ_g – плотность газа. Принимая во внимание наблюдаемую корреляцию $M \cong 0.2R^2$ [17], где M и R – масса и радиус галактики, найдем, что при $M \leq 10^7\ M_\odot$ характерное время звездообразования будет короче кеплеровского времени. В результате сферически симметричная галактика при начальной вспышке звездообразования может, потеряв большую часть массы в виде газа, распасться, превратившись в звездный поток. Наблюдения подтверждают роль сближения галактик в активизации звездообразования в них [80]. Распад существенной части галактик малой массы помогает, кроме того, понять причину уменьшения наклона функции масс галактик [17].

Таким образом, весьма вероятным механизмом распада молодых, богатых газом галактик является исходная вспышка звездообразования в них, что также показано на схеме рис. 1. Условиями этого явления, как указано выше, являются компактность и сферическая симметрия молодой галактики. Последнее условие позволяет

считать эффективной передачу кинетической энергии оболочек взорвавшихся сверхновых звезд в энергию движения газового компонента галактики. Характерная кинетическая энергия оболочки массивной сверхновой звезды составляет ~10^{50} эрг. Гравитационная энергия газового компонента галактики при $M = 0.2R^2$ [17] составляет ~10^{59} $M_{11}^{3/2}$ эрг. Если принять Солпитеровскую начальную ФМ звезд $dN/dM \sim M^{-2.35}$, то можно найти, что на одну массивную сверхновую с массой, большей 10 $M_\odot$, приходится ~100 $M_\odot$ менее массивных звезд с $M > 1\,M_\odot$. Из этого следует, что при массе молодых звезд, большей $M_{11}^{1/2}$ доли полной массы галактики, энергии сверхновых звезд – продуктов вспышки звездообразования достаточно для избавления такой галактики от газового компонента с массой порядка массы галактики. То есть, для галактик с массой ~10^7 $M_\odot$ превращение в звезды всего ~0.01 всей массы ее газового компонента достаточно для избавления ее от газового компонента и, следовательно, разрушения ее звездного компонента. Наблюдения показывают, что среди галактик с полной массой, меньшей ~10^{10} $M_\odot$, галактики с массой газа, превосходящей массу звезд, обычны [81]. Эффективность этого механизма зависит от степени симметрии, обычные дисковые галактики “сбрасывают” избыточную энергию сверхновых с помощью полярного ветра. Звездный компонент разрушенных таким образом галактик преобразуется со временем в звездный поток и пополняет поле межгалактических звезд скопления.

Вспышка звездообразования в маломассивных спутниках массивных галактик может быть вызвана приливами. В том случае, если орбита спутника достаточно эллиптична, то вспышка может произойти при увеличении скорости звездообразования в перицентрической части орбиты. Вероятно, таким образом может быть объяснена короткая, ~5×10^8 лет, вспышка звездообразования в слабой ($M_V = -7^m$) карликовой галактике Eridanus II – спутнике нашей Галактики [82]. Другим примером может быть галактика BOSS–EUVLG1 [83] с массой ~10^{10} $M_\odot$ и скоростью звездообразования ~10^3 $\frac{M_\odot}{\text{год}}$. Наблюдаемая скорость потери газа за этой галактикой составляет ~$50\frac{M_\odot}{\text{год}}$. Она достаточна для существенного уменьшения ее массы за время, сравнимое с ее кеплеровским временем. Последнее способно не только существенно расширить галактику, превратив ее в галактику низкой поверхностной яркости, но и разрушить, превратив со временем в звездный поток.

Интересно, что вспышки звездообразования могут вызываться погружением галактик в плотную газовую среду ядер своих скоплений, что демонстрирует анализ сорока наблюдаемых скоплений галактик [84]. Вспышка звездообразования в сфероидальной газовой протогалактике с массой 10^6 $M_\odot$–10^{11} $M_\odot$, наряду с прямыми столкновениями галактик, оказывается эффективным механизмом образования E и S0 галактик с последующим возможным разрушением звездных компонентов этих галактик.

Для молодых галактик и звездных скоплений с массами, меньшими ~10^6 $M_\odot$, существует еще одна возможность потери газового компонента [85]. Это может произойти путем выметания газа звездным ветром или зонами ионизованного водорода. С учетом соотношения $M = 0.2R^2$ [17], характерная скорость движения звезд в галактике определяется формулой $v \approx 2.5\times10^7 (M_{11})^{1/4}$ см/с. Скорость расширения зон HII ~10^6 см/с. Поэтому удаление более половины массы системы с массой, меньшей ~10^6 $M_\odot$, давлением ионизованного водорода приведет к распаду звездного компонента этой системы.

Главный вывод приведенного анализа состоит в том, что, независимо от механизма распада звездных систем (расширение зон HII как причина выметания газа, вспышка звездообразования со взрывами массивных сверхновых), в итоге столкновения богатых газом галактик появляется плотное гравитационно несвязанное облако звезд. Дальнейшая эволюция этого облака определяется его окружением. Распад одиночной галактики в скоплении галактик ведет к превращению ее звездного компонента в звездный поток вдоль орбиты этой галактики в скоплении. Время разрушения такого потока за счет столкновения с галактикой может быть оценено следующим образом. Примем, что стационарное скопление галактик с массой M и радиусом R состоит из одинаковых галактик с массой m и радиусом r. Дисперсия скоростей звезд распавшейся галактики $v = \sqrt{\frac{Gm}{r}}$, скорость звезд потока и галактик скопления $V = \sqrt{\frac{GM}{R}}$. Примем, что условием распада звездного потока будет изменение скоростей его членов в ходе эволюции на величину исходной дисперсии звезд под влиянием сближений с галактиками скопления. Простая аналитика приво-

дит к следующей оценке времени жизни звездного потока от распавшейся галактики:

$$\tau = \frac{R}{r}\frac{R^{3/2}}{G^{1/2}M^{1/2}} = \frac{R}{r}\tau_d \approx \tau_d\left(\frac{M}{m}\right)^{1/2}, \quad (4)$$

где G – постоянная гравитации, $\tau_d = R/v$ – характерное динамическое время скопления галактик. При $M = 0.2R^2$ и $m = 0.2r^2$, эта оценка становится $\tau_d = 4\times10^{10}\frac{M_{15}^{3/4}}{m_{11}^{1/2}}$ лет. Очевидно, что при характерных массах галактик $10^7\,M_\odot$ –$10^{11}\,M_\odot$ и скоплений $10^{13}\,M_\odot$ –$10^{15}\,M_\odot$ это время превосходит Хаббловское. В итоге мы приходим к выводу, что свободные звездные потоки от разрушенных галактик могут сохраняться в течение Хаббловского времени. А звездная среда скоплений галактик в их скоплении, составляющая до половины его массы, представлена в основном звездными потоками, степень развития которых определяется их возрастом. Наблюдательное отождествление этих потоков осложнено их малой яркостью [86].

При анализе наблюдаемых звездных потоков около галактик становится ясным, что часть из них находится на расстояниях много больших, чем оптические размеры близких галактик [65].

4.3. Приливное разрушение галактик

Оценим условия приливного разрушения галактик-спутников в поле гравитации центральной галактики с массой M_0 и радиусом R_0. Величины последних связаны соотношением $M_0 = 0.2R_0^2$ [17]. Приливной распад начинается, когда средняя плотность спутника меньшей массы $\frac{m}{r^3}$ сравнивается с приливной плотностью $\frac{M_0}{R_0^3}$. Примем, что радиус спутника $r = kR_0$. Галактики низкой поверхностной яркости имеют часто величину k до 10 [87, 88]. Теперь условие заполнения спутником своей полости Роша (условие начала его разрушения) становится таким: $\frac{d}{R_0} < k\left(\frac{m}{M_0}\right)^{1/3}$, где d – расстояние между галактиками. То есть, разрушение спутника начинается при $k > \left(\frac{M_0}{m}\right)^{1/6}$, что происходит при приближении малой галактики к центральной галактике на расстояние, меньшее радиуса последней. Это обстоятельство создает условие для образования звездных потоков с длиной, заметно превосходящей видимые размеры галактик, около которых они наблюдаются. Компактные галактики большой плотности могут глубоко погружаться в массивную галактику, не разрушая ее и не разрушаясь. В результате появляются галактики с двойными ядрами [89], “чужие” шаровые скопления звезд и “чужие” звезды в галактиках.

5. ПРИЛИВНОЕ ТОРМОЖЕНИЕ СПУТНИКОВ ГАЛАКТИК

При анализе условий слияния галактик и условий существования спутников массивных галактик необходим учет условий приливного торможения их движения в гравитирующей среде. Этот процесс приводит к их захвату массивными галактиками. Такое явление весьма распространено в мире галактик. Не исключено, что популярное, самое массивное шаровое скопление ω Cen является ядром поглощенного нашей Галактикой близкого спутника.

Величина силы торможения, действующей на тело, движущееся в гравитирующей среде, была впервые найдена Чандрасекаром [90]. Она может быть оценена в рамках простой модели, что следует ниже. Пусть точечное тело с массой m движется со скоростью v в поле точечных гравитирующих тел, средняя плотность которого равна ρ. Движение тел среды в пределах цилиндра с радиусом $r = Gm/v^2$ будет возмущено гравитацией движущегося объекта. В результате они концентрируются в следе последнего. Возникает гравитирующая сила F, тормозящая движение тела. Ее величина $F \approx G\rho mr \approx \frac{G^2m^2}{v^2}\rho$, где G – постоянная гравитации. Характерное время торможения движущегося тела или время изменения его скорости на величину самой скорости в галактике с массой M:

$$\tau = \frac{v^3}{G^2\rho m} \approx \tau_d\frac{M}{m}, \quad (5)$$

где τ_d – кеплеровское время релаксации.

В соотношение (5), полученное Чандрасекаром в 1943 г. [90], входит еще логарифмический фактор порядка единицы, учитывающий перестройку тел поля за пределами зоны влияния движущейся массы m. Подставив характерные для галактик величины параметров в соотношение (5), получим:

$$\tau = 3\times10^7(M_{11})^{1/4}\frac{M}{m}\ \text{лет}. \quad (6)$$

Средняя плотность галактик увеличивается с приближением к ядру галактики как R^{-2} при постоянстве скорости вращения галактики.

Поэтому при $\alpha = \frac{R}{R_0}$ уравнение (6) может быть записано как:

$$\tau = 3\times10^7\alpha^2(M_{11})^{1/4}\frac{M}{m}\ \text{лет}. \quad (7)$$

Последнее условие позволяет понять общую картину торможения спутников галактик в материнской галактике. Ясно, что для эффективного торможения необходимы большая масса тормозимого спутника и его близость к плотному ядру галактики. Итогом процесса торможения и слияния галактик могут являться наблюдаемые галактики, ядра которых вращаются в направлении, обратном вращению самой галактики.

Стоит отметить, что поглощение галактик-спутников приводит к расширению поглощающих галактик, ибо уменьшение кинетической энергии спутников происходит за счет роста внутренней энергии этих галактик. Итогом этого процесса является появление галактик низкой поверхностной яркости [91]. Часть последних состоит из старых красных звезд, а часть включает в свой состав и молодые звезды [92]. Поглощение массивных спутников наряду с потерей газа галактиками – один из путей, ведущих к появлению галактик низкой поверхностной яркости. Изучение далеких ($z > 1$), молодых скоплений галактик обнаружило, что доля галактик низкой поверхностной яркости в них в три раза ниже этой доли в современных скоплениях [93]. Это укладывается в столкновительный механизм их образования. Столкновения дисковых галактик с гиперболическими скоростями – другая возможность для возникновения галактик низкой поверхностной яркости [73, 94]. При этом суммарный газовый компонент может стать молодой галактикой низкой поверхностной яркости, а звездные компоненты – красными галактиками такого типа (рис. 1).

Анализ уравнения (6) приводит к выводу о том, что характерное время торможения сильно зависит от скорости тормозимой галактики относительно основной массы галактики. В массивных галактиках с $M \geq 10^{10}\,M_\odot$ основная часть массы последних принадлежит темному гало [43, 95]. Как уже говорилось, исследование звездных потоков Галактики позволило установить, что часть из них движется в направлении, обратном вращению звездного компонента Галактики [96]. Это, во-первых, свидетельствует о внегалактической природе части звездных потоков и, во-вторых, позволяет надеяться на детальный анализ кинематики звездных потоков Галактики как метод оценки скорости вращения ее темного гало.

6. МОДЕЛИ ЗВЕЗДНЫХ ПОТОКОВ

6.1. Условие возникновения звездных потоков

Начальным условием возникновения звездных потоков в скоплениях галактик является столкновение последних, приводящее к их частичному или полному распаду (рис. 2). Условием слияния галактик является их малая относительная скорость. Образование новых галактик возможно при большой плотности газовых компонент дисковых галактик. Условием распада продуктов столкновения дисковых галактик является положительность энергии связи их звездных компонентов. Итоги столкновения двух одинаковых дисковых галактик, обладающих газовыми компонентами, иллюстрирует рис. 2. Итог столкновения зависит от начальной скорости галактик и доли газовой компоненты в общей массе галактики.

Сила, действующая на любое тело, движущееся в Галактике, определяется локальным градиентом гравитационного потенциала Галактики. Изучение кривых вращения галактик наглядно показало, что последний не может быть сведен к потенциалу гравитирующей точки, как в задаче двух тел, но имеет более сложную структуру [97]. Иногда для решения задачи достаточно было “сгладить” потенциал точки в центре галактики для избежания больших ускорений [98]. Учет постоянства скорости вращения дисковых галактик неизбежно ведет к появлению логарифмического фактора в определении потенциала: $\varphi \sim \ln R/R_0$ [99]. Учет дискового характера галактик ведет к появлению двухмерного потенциала [100]. Отказ от одномерного потенциала гравитирующей точки значительно усложняет форму орбит спутников галактик в поле гравитации массивной галактики [101], способствуя, как увидим позже, разрушению звездных потоков в массивных галактиках путем их расширения. Рассмотрим условия возникновения звездных потоков при столкновении галактик. В их основе лежит условие сравнения плотности галактики-спутника с приливной локальной плотностью материнской галактики с массой M, или сравнение радиуса галактики-спутника с радиусом ее полости Роша. Радиус галактики-спутника с массой m может быть записан как $r \approx 2Km^{1/2}$ [17]. Здесь K – параметр, отмечающий отклонение величины радиуса галактики от стандартного. Радиус полости Роша r_R галактики-спутника внутри материнской галактики с массой M_R: $r_R = 0.4\left(\frac{m}{M_R}\right)^{1/3} d$, где d – расстояние от материнской галактики. Сравнив два указанных радиуса при условии постоянства

скорости вращения материнской галактики найдем, что при

$$\frac{M_R}{M} < K^{3/2}\left(\frac{m}{M}\right)^{1/4} \quad (8)$$

спутник заполняет свою полость Роша и начнет разрушаться. При эллиптических орбитах спутников это происходит при погружении их в плотные ядерные области материнских галактик. Градиент плотности галактики-спутника делает этот процесс постепенным, в результате чего спутник сначала обретает звездное "копье", а при прохождении перицентра орбиты в плотном ядре разрушается и превращается в звездный поток. Обращает на себя внимание большая зависимость глубины погружения спутника от его начальной плотности. Шаровые скопления проникают даже в плотные ядра галактик, а галактики низкой плотности разрушаются еще на периферии.

6.2. Модель эволюции разрушенного спутника Галактики

Для расчета орбиты галактики-спутника мы использовали пакет *galpy* [102], написанный для языка программирования Python. Галактика Млечный Путь представлена трехкомпонентной моделью, включающей гало (радиус 16 кпк), диск и эллипсоидальный балдж (размер 3 на 0.28 кпк). В общий потенциал суммарно входят компоненты потенциала диска, сферического гало и балджа Галактики. Балдж и диск описаны согласно выражениям Миямото-Нагаи [100]. Сферически-симметричное пространственное распределение плотности темной материи в гало описывается профилем Наварро-Франка-Уайта [99]. Влияние спиральных волн плотности и сверхмассивной черной дыры в центре Галактики не учитывалось. Также мы не рассматривали динамическое трение. При массе галактики, меньшей $\sim 10^{10}\,M_\odot$ (ур. (7) из [103]), эффект трения незначителен. Галактоцентрическое расстояние Солнца принято равным $r_0 = 8.2$ кпк [104], орбитальная скорость Солнца бралась равной $v_0 = 232.8$ км/с [105].

Важно отметить, что хотя фактически мы хотели бы рассматривать 2D модель плоской орбиты, этого сделать невозможно. Любая потенциальная орбита спутника, которая, казалось бы, должна лежать в плоскости Галактики, из-за большого расстояния начального положения спутника от ЦГ и от галактической плоскости сильно осциллирует по Z-координате.

Для расчетов, результаты которых представлены на рис. 3, подобрана орбита галактики-спутника с начальными координатами и компонентами пространственной скорости в прямоугольной галактоцентрической системе координат: $XYZ = (13, 7.5, 4.6)$ кпк, $UVW = (0, 250, 0)$ км/с. В экваториальной системе координат исходное положение спутника имеет значения RA = 90°, Dec = 90°. Направления осей координат: ось X направлена к центру Галактики, ось Y – в направлении вращения галактического диска, ось Z – к Северному полюсу Галактики. Направления компонентов пространственной скорости аналогичны.

Для визуализации картины движения спутника мы использовали простую модель облака, состоящего из 1000 точек. Точки представляют собой гравитационно не связанные между собой и разлетающиеся в разные стороны звезды, звездные скопления, газовые облака и OB ассоциации. Орбитальное движение облака, представляющего галактику-спутник, моделируется путем решения уравнений движения точек и вывода полученных результатов в качестве 3D орбиты, построенной за выделенный временной интервал. Точки, представляющие собой продукты распада галактики-спутника (звезды, скопления звезд, звездные ассоциации и просто газовые облака), изначально расположенные за пределами галактики, в течение времени перемещаются в пространстве с разной скоростью. Направления скоростей разлетающихся точек относительно центра облака равномерно распределены по сфере, модуль пространственной скорости разлета взят равным 30 км/с.

На рис. 3 показаны результаты эволюции звездного потока вплоть до 10 млрд. лет для модели, начальные условия расчетов для которой указаны выше. На левых крайних панелях рис. 3 мы видим, что в течение 1 млрд. лет спутник постепенно превращается в поток, растянутый примерно на 30 кпк. Потерянные продукты покидают спутник и образуют петлеобразный поток. Длина потока зависит от времени интегрирования. Отметим, что показанный на рис. 3 (левая пара панелей) поток сходен со звездным потоком галактики NGC 5907 [65].

На рис. 3 легко заметить, что за Хабблевское время 10 млрд. лет поток практически полностью рассеивается на периферии Галактики, входя в состав ее гало. Заметно, что плотность точек, представляющих продукты распада, не равномерна в пространстве. Уплотнения показывают остатки потока, распавшегося на несколько частей. Одна часть заполняет область вблизи балджа, остальные звезды заполняют гало практически полностью, вплоть до расстояний 40 кпк по радиусу. Ясно видна хаотизация потока со временем, вызванная отклонением потенциала от сферической симметрии.

На рис. 4 рассмотрен вариант меридиональной орбиты спутника, падающего со стороны Северного Полюса на галактический центр (ГЦ). Наблюдаются галактики-спутники, которые не могут противостоять притяжению Галактики и па-

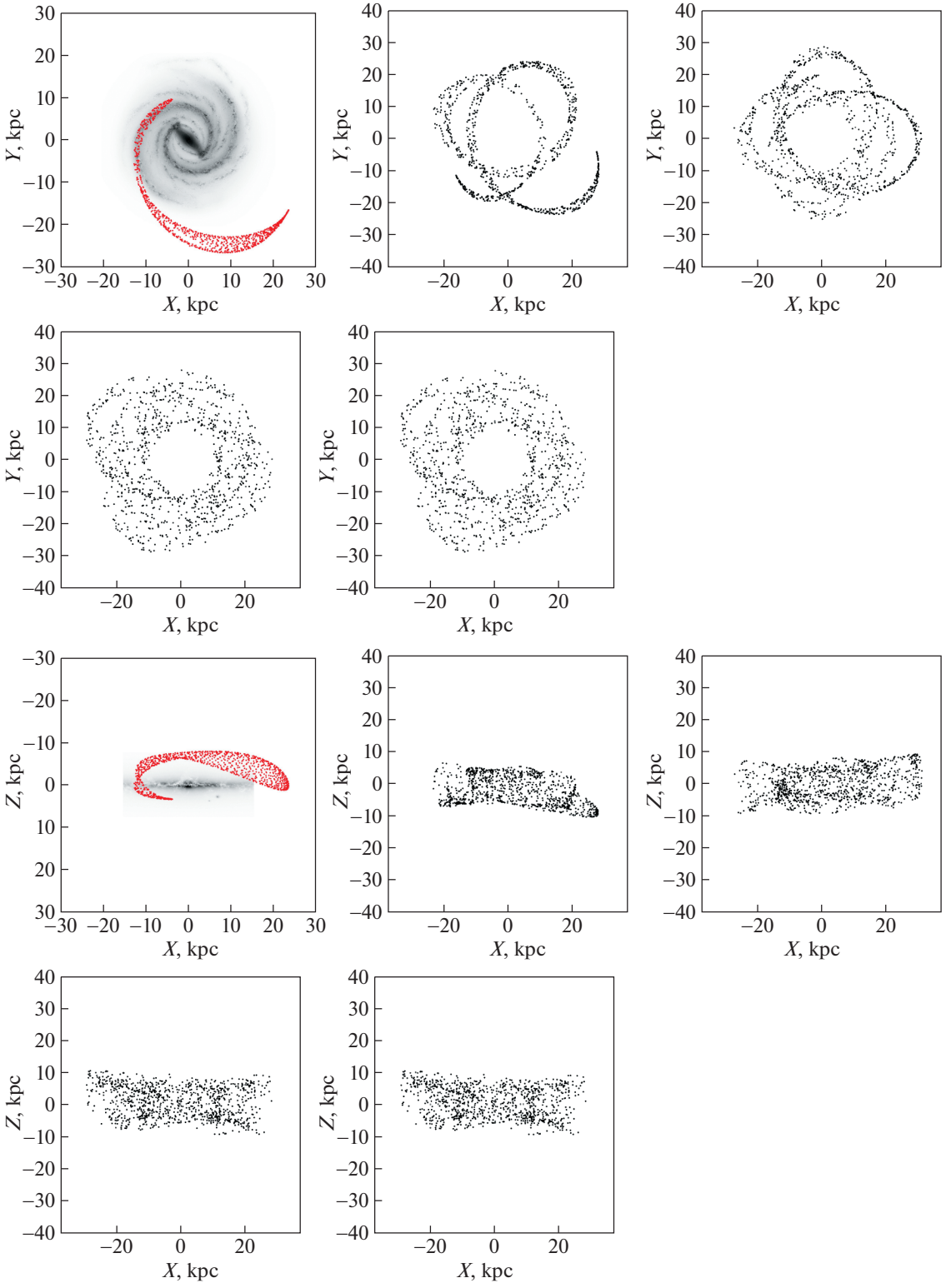

Рис. 3. Результаты расчетов до момента времени 10 млрд. лет. На парах панелей (верхняя – проекция *XY*, нижняя – проекция *XZ*) слева направо показаны стадии эволюции облака во времени на 1, 3, 5, 10 млрд. лет. Изображение галактики предоставлено библиотекой для *Python* и *galpy* (https://github.com/henrysky/milkyway_plot). Эволюция звездного потока, порожденного гипотетическим спутником, проходящим через центр Галактики. Точки представляют собой звезды и звездные скопления, потерянные спутником. Начальные значения компонентов пространственной скорости *U*, *V*, *W* распределены по нормальному закону с максимумом 30 км/с. В начальный момент спутник располагался на расстоянии 15 кпк от ЦГ. Далее он двигался со скоростью *UVW* = (0, 250, 0) км/с. Расстояние в перицентре 12 кпк от ЦГ. Видно, что в процессе разрушения звезды и звездные скопления со временем пополняют звездное население гало и балджа Галактики.

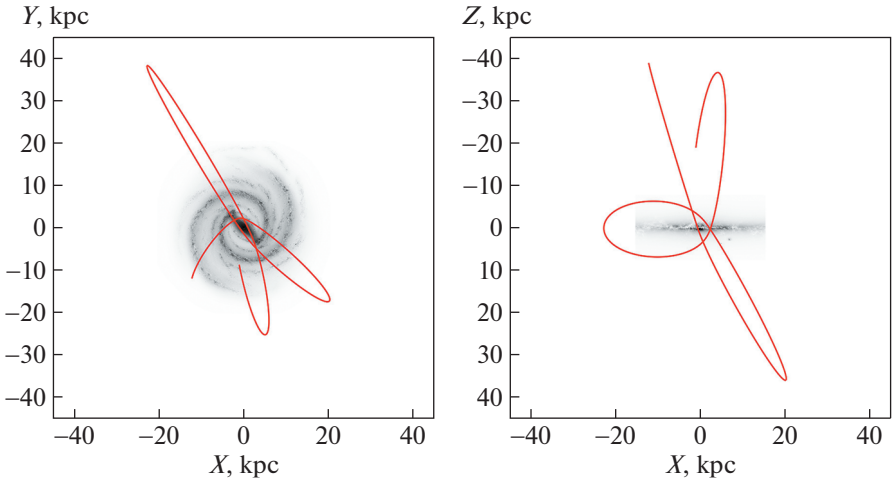

Рис. 4. Радиальная (т.е. проходящая через ГЦ) орбита спутника Млечного Пути Tucana III. Показаны проекции орбиты галактики Тукана III на промежутке 2 млрд. лет в прошлые эпохи. Спутник приближается с Северного Полюса Галактики со скоростью 100 км/с. Можно видеть, что орбита проходит практически через ГЦ. Стрелками показано направление движения спутника.

дают на нее (скорость падения может достигать 400 км/с). Пример такого падения старой (13.5 млрд. лет [106]) карликовой галактики – спутника Tucana III – показан на рис. 4. Tucana III ассоциируется со звездным потоком, который имеет длину 4.5 кпк, потерял 69% массы, движется по радиальной орбите и, как видим на рис. 4, продукты распада могли стать населением балджа [106].

Расположение орбиты показывает, что Tucana III, согласно расчетам, мог проходить в прошлом через ЦГ. Орбита, проходя практически через ЦГ, значительно меняет угол относительно плоскости Галактики в меридиональном направлении. Он достигает девяноста градусов. Приближаясь к балджу (расстояние в перицентре 2.5 кпк) или даже проходя сквозь него, Tucana III совершает разворот и удаляется по вытянутой эллиптической орбите (эксцентриситет равен 0.9), затем возвращается вновь и продолжает движение по сложной замкнутой орбите (рис. 4).

На рис. 5 показан результат расчетов движения галактики-спутника, распадающейся в течение 10 млрд. лет. Спутник движется с Северного Полюса Галактики меридионально на диск Галактики. Видим, что продукты распада заполняют область, перпендикулярную галактической плоскости. Значительная часть образовавшейся структуры растянута по Z-координате. В вертикальной плоскости ZY образуется структура, подобная кольцу с размытой внешней границей.

7. ОБСУЖДЕНИЕ

Галактики в плотных скоплениях, как было показано выше, ведут активную жизнь. Помимо эволюции звездного и газового компонентов, составляющей основное содержание жизни изолированных галактик, галактики скопления могут активно взаимодействовать со своими соседями и с межгалактическим газом. Последний может как снабжать центральные, массивные cD галактики скопления газом, так и лишать быстрые галактики скопления их газового компонента за счет давления набегающего газа. Столкновения галактик не только влияют на эволюцию звездного и газового компонентов сталкивающихся галактик, но и стимулируют аккреционную активность их центральных сверхмассивных черных дыр [107]. Последнее наряду с рекуррентным накоплением и аккрецией газа сверхмассивной черной дырой в ядре массивной галактики является одной из причин появления квазаров в ядрах галактик. Настоящая статья посвящена еще одному проявлению сталкивающихся галактик – их разрушению с появлением сравнительно узких звездных потоков, всестороннему изучению которых последнее время посвящено много статей.

Причинами разрушения галактик могут быть вспышки звездообразования в них и столкновения богатых газом галактик (рис. 1). Причиной разрушения галактик-спутников низкой плотности может быть их распад в ходе приливного взаимодействия с центральной массивной галактикой. В рамках простой модели было оценено условие гравитационного захвата галактик малой массы в центральных плотных ядрах массивных галактик за счет их приливного торможения. Конечным итогом разрушения галактик, обладающих звездным населением, является появление звездного потока вдоль орбиты разрушенной галактики около более массивного спутника или ее

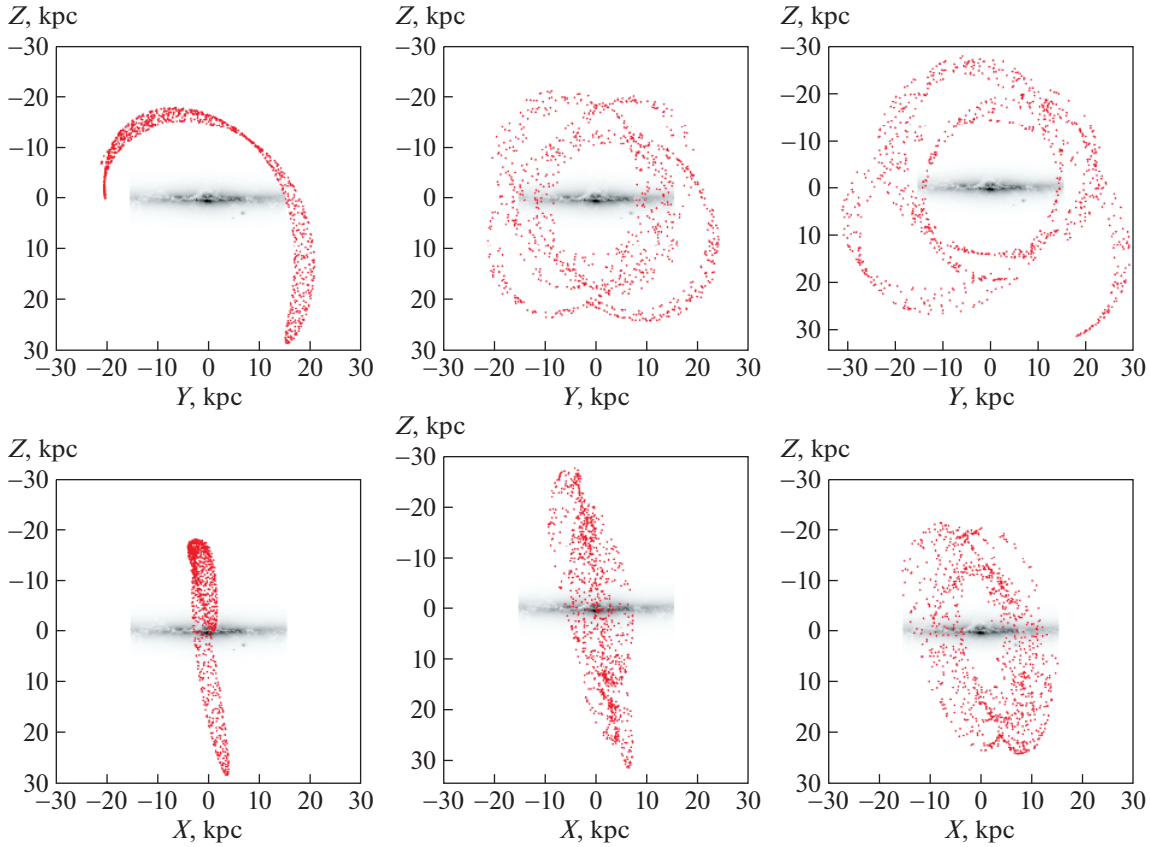

Рис. 5. Результат распада спутника, проникающего внутрь Галактики меридионально ($W = 100$ км/с) вдоль оси вращения с Северного Полюса Галактики. Продукты распада показаны точками. Возраст потока 1, 5, 10 млрд. лет.

орбиты в скоплении галактик. В итоге детальное исследование гало нашей Галактики показало, что оно фактически является суммой сравнительно узких звездных потоков – продуктов разрушения былых спутников Галактики [60]. Выполненное нами моделирование подтверждает этот вывод.

Длина потока определяется его возрастом и скоростью его членов. Отношение ширины звездного потока – продукта разрушения спутника галактики – к конечному размеру кольцевого потока близко к отношению характерной скорости звезд разрушенного спутника к характерной скорости звезд разрушающей галактики. При $M \sim R^2$ последнее отношение $\sim(m/M)^{1/4}$, где m – масса разрушенной приливами галактики, а M – масса разрушающей галактики. Последнее соотношение может служить мерой массы галактики, разрушенной и превратившейся в звездный поток. Длина потока является мерой его возраста.

Рассмотрим условия и характерное время для диссипации звездных потоков в галактиках. Пусть звездный поток образован в результате распада галактики с дисперсией скоростей в ней σ. Масса большой сферически симметричной галактики, включающей этот поток M, а ее радиус – R. Дисперсия скоростей возмущающих объектов с массой m будет $v = \sqrt{\frac{GM}{R}}$. Радиус зоны возмущения скоростей звезд потока на величине $\sim\sigma$ будет $r = \frac{Gm}{v\sigma}$. Тогда время, необходимое для изменения скорости элементов потока на величину порядка σ или, другими словами, с учетом (2) время разрушения звездного потока τ_d будет

$$\tau_d = \tau_{\text{ff}} \left(\frac{\sigma}{v}\right)^2 \frac{M}{m}. \qquad (9)$$

При $M = 0.2R^2$ [17] $\tau_{\text{ff}} = 10^5 (M_{11})^{1/4}$ лет, а $\frac{\sigma}{v} \cong \cong \left(\frac{m}{M}\right)^{1/4}$. Соотношение (9) позволяет понять роль различных факторов гравитационной природы в расширении звездных потоков, возникающих при разрушении галактик. Основным из них является отношение массы галактики к массе возмущающих элементов. Для звезд отношение $M/m \cong 10^7$–10^{11}, что позволяет звездным потокам в галактиках “пережить” Хаббловское время. Звездные потоки от распада галактик малой мас-

сы в скоплениях галактик могут при $\frac{\sigma}{v} \approx 10^{-2}$ быть разрушены за Хаббловское время галактиками этого скопления, образовав в конечном итоге непрерывную звездную среду внегалактических звезд скопления.

Приведенные оценки позволяют оценить некоторые параметры наблюдаемого "классического" звездного потока около галактики NGC 5907 [56]. Наблюдаемое отношение ширины потока к расстоянию до центра этой галактики ~1/7 позволяет оценить отношение массы разрушенной галактики к массе NGC 5907 как ~1/2500. Поскольку масса NGC 5907 ~10^{11} $M_\odot$ [56], масса разрушенной спутницы ~10^7 $M_\odot$. Галактики таких масс при $v \cong 250(M_{11})^{1/4}$ км/с имеют дисперсию скоростей около 35 км/с. При наблюдаемой длине потока NGC 5907 ~40 кпк [56] оценка его возраста становится ~10^9 лет. Полученная нами модель (рис. 4) с таким возрастом близка к наблюдаемой картине потока NGC 5907.

Для успешного выделения звезд потока от разрушенных галактик на звездном фоне галактики-аккретора необходима низкая яркость фона. Это условие делает очевидным, почему известные звездные потоки галактик находятся, как правило, в периферийных областях галактик с низкой поверхностной яркостью звездного фона. Поиск звездных потоков в зонах с высокой поверхностной яркостью требует обширного анализа кинематики и химии звезд фона для выделения звезд потока. Другое, облегчающее поиск обстоятельство, – вспышка звездообразования в галактике в момент прохождения ею перицентра своей орбиты. Вероятно, что такие вспышки происходили в галактике Leo I, как свидетельствует анализ наличной наблюдательной информации [108]. Разрушающиеся в ходе столкновений и вспышек звездообразования в них галактики пополняют в конечном итоге поле межгалактических звезд скопления галактик. Наблюдения действительно демонстрируют заметный рост доли таких звезд скопления галактик со временем. Если при $z = 0$ эта доля составляет ~40%, то при $z = 0.5$ она не превышает ~20% [109].

Давно стало ясно, что толстый звездный диск Галактики и ее звездный балдж представлены двумя звездными семьями. Это предельно старые первые звезды Галактики и звезды разрушенных приливами маломассивных спутников Галактики. Разделение этих компонентов – сложная задача, решению которой может способствовать совместный анализ кинематики звезд и их химического состава. Хорошо известна заметная бимодальность [O/Fe] при [Fe/H] ≤ –0.5 [110]. Эта бимодальность обеспечивается наличием указанных семейств. Звезды с большим отношением [O/Fe] являются, вероятно, предельно старыми звездами Галактики, а звезды с низким отношением [O/Fe] – звездами галактик малой массы, поглощенных в прошлом нашей Галактикой. Сравнительно малое обилие кислорода этих звезд в этом случае может быть объяснено большой интенсивностью галактических ветров этих галактик, порождаемых интенсивным звездообразованием со вспышками массивных сверхновых звезд, и малым гравитационным потенциалом таких галактик.

Слияние галактик ведет помимо появления звездных потоков к образованию галактик с необычными свойствами. Так, например, найдены галактики, газ которых вращается в направлении, обратном вращению звезд этих галактик [111, 112]. Это может быть объяснено слияниями галактик, либо аккрецией межгалактического газа с противоположным вектором углового момента. Кроме того, известны карликовые галактики с обратным радиальным градиентом обилия металлов [113], что снова может быть понято как результат слияния двух галактик или как следствие аккреции межгалактического газа на центральные области массивных галактик.

Среди необычных галактик наряду с галактиками низкой поверхностной яркости стоит отметить очень компактные карлики с массой $10^6 \le M/M_\odot \le 10^8$ и размерами, меньше ~200 пк [114], выпадающие из соотношения масса–радиус для обычных галактик [17]. Не исключено, что эти галактики являются ядрами более массивных S или E галактик, разрушенных приливными взаимодействиями с массивными галактиками своих плотных скоплений. Обнаружение этих пекулярных галактик еще раз подчеркивает роль взаимодействия галактик друг с другом и межгалактическим газом в их эволюции. Исследование формы звездных потоков, складывающихся после разрушения спутниц массивных галактик, позволит со временем подойти к оценке скоростей вращения темного гало последних [115].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В целом, подводя итоги настоящего исследования и ряда работ, выполненных нами ранее, можно заключить, что образование гравитационно не связанных между собой потоков звезд завершает картину эволюции компактных астрономических объектов: комет, планетных систем, звездных ансамблей различного вида (звездных скоплений и галактик). Аккумулирующие столкновения пылинок, астероидов, комет и гравитация (звездные ансамбли) концентрируют рассеянное вещество Вселенной в форме газа и пыли в компактные объекты. Процессы испарения ко-

метных ядер, гравитационного взаимодействия планет со своими звездами в планетных системах и звезд между собой в звездных системах ведут к разрушению части этих сравнительно компактных систем. В таких случаях образуются потоки из объектов, составляющих эти системы. При наличии достаточно высоких скоростей этих объектов и достаточного времени потоки, расширяясь вдоль орбит родительских систем, замыкаются в кольца (в виде торов), приблизительно совпадающие с орбитами своих родительских систем. Отношение толщины этих торов к радиусам колец, которые эти торы образуют, определяется отношением характерных скоростей членов внутри разрушенных систем к пространственным скоростям самих систем. Наблюдательное исследование потоков долгое время тормозилось сложностью выявления их членов, как правило, являющихся объектами низкой поверхностной яркости. Современные методы наблюдений подобных объектов позволяют не только отождествить их, но и изучать.

Изучаемые нами системы связывает сходство происхождения, все они появляются в результате “испарения” родительских систем и действия приливных сил на продукты распада:

1. Кометы, производящие метеорные потоки в своих планетных системах.

2. Планетные системы, производящие за счет массивных планет потоки свободных астероидов, комет и планет около своих звезд.

3. Распад скоплений звезд под действием а) потери газового компонента в исходной системе, б) звездообразования, в) в ходе динамического испарения этих систем за счет парных взаимодействий звезд.

4. Распад ОВ ассоциаций (с исходными размерами порядка толщины газового диска) Галактики вследствие потери ими газа и галактических приливных сил.

5. Распад галактик низкой плотности – спутников массивных галактик – за счет потери ими газа вследствие вспышек звездообразования или приливного влияния центральной галактики.

6. Распад галактик – членов скоплений галактик – вследствие взаимодействия с другими галактиками путем слияния или столкновений галактик между собой с превращением их в звездные потоки масштаба скоплений.

Таким образом, распад галактических, звездных и планетных систем, возникающих из газа под действием гравитации, превращает их со временем в звездные, планетные метеорные потоки, которыми пронизаны межгалактическое, внутригалактическое и околозвездное пространство соответственно. Звездные потоки в галактиках – продукты распада скоплений, ОВ ассоциаций и галактик-спутников. Они превращают звездный компонент галактик и их гало в семейство звездных нитей и колец. Такова же морфология межгалактического звездного компонента скоплений галактик. Известно, что около половины звезд в межгалактическом пространстве в скоплениях галактик являются продуктами распада галактик. Они образуют звездное поле. Общегалактическое поле галактик их скоплений образуют и планеты, потерянные сначала своими звездами, а затем и галактиками. Микролинзирование позволяет надежно показать существование таких планет [116].

Выполненное численное моделирование позволяет, с одной стороны, понять причины большого многообразия наблюдаемых звездных потоков, расположенных как вблизи, так и внутри галактик. Они наблюдаются в хорошо изученных близких галактиках [117]. Многообразие их формы трактуется, определяется различиями начальных условий для разрушения спутников галактик. С другой стороны, хаотизация звездных потоков (возникающих при разрушении галактик-спутников) в центральных частях массивных галактик может приводить к появлению галактических сфероидальных балджей. Последние, по всей вероятности, могут практичекски полностью состоять из звезд поглощенных и распавшихся галактик-спутников. Наблюдения наглядно демонстрируют рост доли массы звезд балджа с увеличением массы галактик. Массы балджа и звездного диска, как правило, сравниваются при массе галактики $\sim 6\times10^{10}\,M_\odot$ [118]. Это может означать, что, если дисковый компонент является в основном продуктом коллапса исходной газовой протогалактики, то балдж – результат аккумуляции звезд близких спутников малой массы с низким начальным угловым моментом.

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использованы программы расчетов орбит в Галактике, созданные за многие годы Бови [32]. Мы благодарны за полезные советы Дж. Бови из Департамента астрономии и астрофизики Университета Торонто, в частности, использование пакета *galpy*. Авторы благодарны рецензенту за ряд полезных комментариев и рекомендаций. Благодарим Д.З. Вибе за полезные советы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и DFG в рамках научного проекта “Теоретическая химико-динамическая модель диска Галактики: рассеянные скопления как маркеры динамической эволюции”, грант РФФИ 20-52-12009. А.В. Тутуков частично поддержан грантом РФФИ 19-07-01198. Авторы выражают благодарность Министер-

ству науки и высшего образования Российской Федерации за поддержку в рамках гранта 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039), в рамках которого сделаны постановка задачи и раздел 8 “Заключение и выводы”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. McDonald, S. Allen, J. Hlavacek-Larroneto, et al.* Astrophys. J. **870**, 85 (2019).
2. *B. M. Shustov and A. V. Tutukov*, Astron. Rep. **62**, 724 (2018).
3. *G. Murante, O. Giovalli, O. Gerhard, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **377**, 2 (2007).
4. *W. Kausch, S. Schindler, and T. Erben*, Astron. and Astrophys. **513**, 8 (2010).
5. *J. Shitanish, E. Pierpaoli, T. Sayers, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **481**, 749 (2018).
6. *A. Moretti, F. Gasteldello, S. Eltori, et al.*, Astron. and Astrophys. **528**, 102 (2011).
7. *F. Zwicky*, Phys. Today **6**, 7 (1953).
8. *F. Zwicky*, Adv. Astr. Ap. **5**, 267, 1967.
9. *Б. Воронцов-Вельяминов*, Астрон. журн. **35**, 858 (1958).
10. *E. Burbidge, G. Burbidge, and F. Hoyle*, Astrophys. J. **138**, 873 (1963).
11. *H. Arp*, Astrophys. J. Supp. Ser. **14**, 123 (1966).
12. *G. A. Toomre and J. Toomre*, Astrophys. J. **178**, 623 (1972).
13. *I. Bartalucci, M. Arnaud, G. Pratt, et al.* Astron. and Astrophys. **608**, 88 (2017).
14. *H. Ebeling, L. Stephenson, and A. Edge*, Astrophys. J. Lett. **781**, 2 (2014).
15. *L. Shamir*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **491**, 2767 (2020).
16. *P. Jachim, J. Kenney, M. Suu, et al.*, Astrophys. J. **883**, 145 (2019).
17. *A. Tutukov*, Astron. Rep. **63**, 79 (2019).
18. *J. Matharu, A. Muzzin, G. Brammer, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **493**, 6011 (2020).
19. *B. Sander and G. Hensler*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **501**, 5330 (2021).
20. *V. Vshivkov, G. Lazareva, G. Snytnikov, et al.*, Astrophys. J. Supp. Ser. **194**, 47 (2011).
21. *G. Dryomova, V. Dryomov, and A. Tutukov*, Astron. Rep. **54**, 704 (2010).
22. *J. O'Leary, B. Moster, T. Naab, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **501**, 215 (2021).
23. *M. Franks and G. Illingworth*, Astrophys. J. Lett. **327**, 55 (1988).
24. *S. Khoperskov, I. Zinchenko, B. Avramov, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **500**, 3870 (2021).
25. *R. Naidu, Ch. Conroy, A. Bonaca, et al.*, Astrophys. J. **901**, 48 (2020).
26. *G. Limberg, S. Rossi, T. Beers, H. D. Perottoni, et al.*, Astrophys. J. **907**, id.10 (2021).
27. *R. Ibata, K. Malhar, and N. Martin*, Astrophys. J. **872**, id. 152 (2019).
28. *П. Паренаго*, Астрон. журн. **23**, 141 (1946).
29. *Б. Воронцов-Вельяминов*, Астрон. журн. **31**, 1, 161 (1954).
30. *M. Chiba and T. Beers*, Astron. J. **119**, 2843 (2000).
31. *P. Nissen and W. Schuster*, Astron. and Astrophys. **511**, L10 (2010).
32. *A. da Silva, R. Smiljanic, and R. Ginbaldi*, preprint astro-ph/2012.03949 (2020).
33. *C. Kielty, K. Venn, F. Sestito, E. Starkenburg, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **506**, 1438 (2021).
34. *A. Bonaca, R. Naidu, C. Conroy, N. Caldwell, et al.*, Astrophys. J. Lett. **909**, id. L26 (2020).
35. *B. Armstrong, K. Bekki, and A. Lundlow*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **500**, 2937 (2021).
36. *Y. Li, A. Luo, Y. Lu, X.-S. Zhang, et al.*, Astrophys. J. Supp. Ser. **252**, id. 3 (2021).
37. *A. Bajkova and V. Bobylev*, Astron. and Astrophys. Trans., preprint astro-ph/2007.02350 (2020).
38. *K. Spitzer and W. Baade*, Astron. J. **55**, 183 (1950).
39. *L. Young, D. Krajnovich, P-A. Duc, P. Serra, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **495**, 1433 (2020).
40. *A. Stemo, J. Comerford, R. Barrows, D. Stern, et al.*, preprint astro-ph/2011.10051 (2020).
41. *G. Kordopatis, A. Recio-Blanco, M. Schultheis, and V. Hill*, Astron. and Astrophys. **643**, A69 (2020).
42. *J. Samsing, I. Bartos, D. D'Orazio, Z. Haiman, et al.*, preprint astro-ph/2010.09765 (2020).
43. *J. Gallagher, D. Hunter, and A. Tutukov*, Astrophys. J. **284**, 544 (2020).
44. *M. Kluge, R. Bender, A. Riffeser, C. Goessl, et al.*, Astrophys. J. Supp. Ser. **252**, id.27 (2021).
45. *E. Corbelli, G. Cresci, F. Mannucci, D. Thilker, et al.*, Astrophys. J. Lett. **908**, id. L39 (2021).
46. *S. Torres, A. Rebassa-Mansergas, M. Camissa, and R. Raddi*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **502**, 1753 (2021).
47. *E. Holmes*, JBAA, **5**, 26 (1894).
48. *L. Boss*, Astron. J. **26**, 31 (1908).
49. *A. Eddington*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **69**, 571 (1909).
50. *J. Kapteyn and H. Wersma*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **72**, 743 (1912).
51. *E. Bica, P. Westera, L. Kerber, et al.* Astron. J. **159**, 82 (2020).
52. *E. Vasiliev, V. Belogurov, and D. Ercal*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **501**, 2279 (2021).
53. *J. Wang, F. Hammer, Y. Yang, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **486**, 5907 (2019).
54. *N. Shipp, A. Price-Whelan, K. Tavangar, C. Mateu, and A. Drlica-Wagner*, Astron. J. **160**, id. 244 (2020).
55. *A. Bonaca, S. Pearson, A. Price-Wholand, et al.*, Astrophys. J. **883**, 70 (2020).
56. *P. van Dokkum, C. Gilhuly, A. Banaca, et al.*, Astrophys. J. Lett. **883**, 32 (2019).
57. *S. Reino, R. E. Sanderson, N. Panithanpaisal, E. M. Rossi, and K. Kuijken*, preprint astro-ph/2107.03798 (2021).
58. *F. Renaud, O. Agertz, J. Read, N. Ryde, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **503**, 5846 (2021).
59. *R. Ibata, K. Malhan, N. Martin, D. Aubert, et al.*, Astrophys. J. **914**, id. 123 (2020).
60. *S. Pearson, S. E. Clark, A. J. Demirjian, K. V. Johnston, et al.*, preprint astro-ph/ 2107.00017 (2021).
61. *A. Ferguson and A. MacKey*, ASSL, 420, 191 (2016).

62. *J. Carlin, R. Beaton, D. Martinez-Delgado, et al.*, ASSL **420**, 219 (2016).
63. *S. Laine, C. Grillmair, P. Capak, et al.*, Astron. J. **152**, 72 (2016).
64. *S. Laine, D. Martinez-Delgado, I. Trujillo, P.-A. Duc, et al.*, preprint astro-ph/1812.04897 (2018).
65. *P. van Dokkum, C. Gilhuly, A. Bonacca, et al.* Astrophys. J. Lett. **883**, L32 (2019).
66. *T. Hansen, A. Riley, L. Strigari, et al.*, Astrophys. J. **901**, 23 (2020).
67. *F. Roman-Olveira, A. Chies-Santos, F. Ferrari, G. Lucatelli, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **500**, 40 (2021).
68. *F. Calura, M. Bellazzini, and A. D'Ercole*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **499**, 5873 (2020).
69. *J. Lee, T. Kimm, H. Katz, J. Rosdahl, et al.*, Astrophys. J. **905**, id. 31 (2020).
70. *M. Sun, C. Ge, R. Luo, et al.*, preprint astro-ph/2103.09205 (2021).
71. *Y. Yoon and G. Lim*, Astrophys. J. **905**, id. 154 (2020).
72. *M. Rey, A. Pontzen, and O. Agertz*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **497**, 1508 (2020).
73. *A. Tutukov, G. Lazareva, and I. Kulikov*, Astron. Rep. **55**, 770 (2011).
74. *J. Einasto, E. Saar*, *A. Chernin*, Nature **252**, 111 (1974).
75. *A. Font, I. McCarthy, and V. Belokurov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **505**, 783 (2021).
76. *D. Pallero, F. A. Gómez, N. D. Padilla, Y. M. Bahé, et al.*, preprint arXiv:2012.08593 (2020).
77. *M. Greener, M. Merrifield, A. Aragon-Salamanca, T. Peterken, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Lett. **502**, L95 (2021).
78. *T. Yeager and C. Struck*, Astrophys. J. **905**, id. 118 (2020).
79. *C. Firmani and A. Tutukov*, Astron. and Astrophys. **264**, 37 (1992).
80. *T. Davidge*, Astron. J. **161**, 2, id.93, 13 (2021).
81. *H. Yajima, M. Abe, S. Khochfar, K. Nagamine, et al.*, preprint astro-ph/2011.11663 (2020).
82. *C. Gallart, M. Monelli, T. Ruiz-Lara, A. Calamida, et al.*, Astrophys. J. **909**, id. 192 (2021).
83. *J. Álvarez-Márquez, R. Marques-Chaves, L. Colina, and I. Pérez-Fournon*, Astron. and Astrophys. **647**, A133 (2021).
84. *F. Durret, S. Chiche, C. Lobo, and M. Jauzac*, Astron. and Astrophys. **648**, A63 (2021).
85. *A. Tutukov*, Astron. and Astrophys. **70**, 57 (1978).
86. *J. Cortes, J. Kenney, and E. Hardy*, Astrophys. and Space Sci. **216**, 9 (2015).
87. *J. Ren, X. Zheng, D. Valls-Gabaud, P.-A. Duc, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **499**, 3399 (2020).
88. *C. Chen, W. Du, C. Xu, T. Cao, et al.*, astro-ph/2011.00688 (2020).
89. *D. Kim, M. Im, and M. Kim*, Astrophys. J. **894**, 126 (2020).
90. *S. Chandrasekhar*, Astrophys. J. **97**, 255 (1943).
91. *X. Shao, K. Desseau, Y. Yang, et al.*, Astron. and Astrophys. **579**, 57 (2015).
92. *D. J. Prole, R. F. J. van der Burg, M. Hilker, and L. R. Spitler*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **500**, 2049 (2021).
93. *A. Bachmann, R. F. J. van der Burg, J. Fensch, G. Brammer, and A. Muzzin*, Astron. and Astrophys. **646**, 57 (2021).
94. *A. Fattahi, A. Deason, C. Frank, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **497**, 4459 (2020).
95. *S. Trujillo-Gomez, J. Kruijssen, and M. Reina-Campos*, preprint astro-ph/2103.08610 (2021).
96. *P. Re Fiorentin, A. Spagna, M. Lattanzi, and M. Cignoni*, Astrophys. J. Lett. **907**, L16 (2020).
97. *B. Armstrong, K. Bekki, and A. Ludlow*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **500**, 2937 (2021).
98. *L. Hernquist*, Astrophys. J. **356**, 359 (1990).
99. *J. Navarro, C. Frenk, and S. White*, Astrophys. J. **462**, 563 (1996).
100. *M. Mijamoto and R. Nagai*, Publ. Astron. Soc. Jap. **27**, 533 (1975).
101. *M. Katsanikas, P. Patsis, and A. Pinotsis*, International J. Bifurcation and Chaos **21**, 2331 (2011).
102. *J. Bovy*, Astrophys. J. Supp. Ser. **216**, 29 (2015).
103. *G. Carraro, L. Girardi, and P. Marigo*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **332**, 705 (2002).
104. *P. J. McMillan*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **465**, 76 (2017).
105. *Gravity Collaboration*: *R. Abuter, A. Amorim, M. Bauböck, J. P. Berger, et al.,* Astron. and Astrophys. **625**, L10 (2019).
106. *N. Shipp, A. Drlica-Wagner, E. Balbinot, et al.*, Astrophys. J. **862**, id. 114 (2018).
107. *Z. Zhang, H. Wang, W. Luo, H. J. Mo, et al.*, Astron. and Astrophys. **650**, A155 (2021).
108. *T. Ruiz-Lara, C. Gallart, M. Monelli, T. K. Fritz, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **501**, 3962 (2021).
109. *K. Furnell, Ch. Collins, L. Kelvin, I. K. Baldry, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **502**, 2419 (2021).
110. *F. Vincenzo, D. Weinberg, A. Miglio, R. R. Lane, and A. Roman-Lopes*, preprint astro-ph/2101.04488 (2021).
111. *R. Bassett, K. Bekki, L. Cortese, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **471**, 189 (2017).
112. *T. Starkenberg, L. Sales, C. Manzano-King, et al.*, Astrophys. J. **878**, 143 (2019).
113. *X. Wang, T. Jones, J. Hirlenstein, et al.*, Astrophys. J. **882**, 94 (2019).
114. *H. Mahani, A. Zonoozi, H. Haghi, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **502**, 5185 (2021).
115. *M. Valluri, A. Price-Whelan, and S. Snyder*, Astrophys. J. **910**, id. 150 (2021).
116. *P. Mroz, R. Poleski, A. Gould, et al.*, Astrophys. J. **903**, L11 (2020).
117. *D. Martinez-Delgado, A. Cooper, J. Roman, et al.*, preprint astro-ph/2104.06071 (2021).
118. *J. Mendez-Abreu, A. de Lorenzo-Caceres, and S. F. Sanchez*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **504**, 3058 (2021).

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2021, том 98, № 11, с. 901–921

АВТОМОДЕЛЬНОЕ ВОЗМУЩЕНИЕ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА ВОКРУГ СЛИВАЮЩИХСЯ ЧЕРНЫХ ДЫР

© 2021 г. А. Г. Жилкин[1, *], Д. В. Бисикало[1]

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

*****E-mail: zhilkin@inasan.ru*

Поступила в редакцию 07.06.2021 г.
После доработки 26.07.2021 г.
Принята к публикации 27.07.2021 г.

В работе исследуется возможность электромагнитного отклика от слияния двух черных дыр, окруженных общим аккреционным диском. При слиянии черных дыр масса конечного объекта уменьшается за счет излучения гравитационных волн и, как следствие, диск испытывает возмущения, проявляющиеся в том числе и в формировании ударных волн достаточно высокой интенсивности. На основе результатов численного моделирования мы выполнили анализ автомодельного решения, описывающего эволюцию возмущенного аккреционного диска с учетом эффекта вертикального расширения, приводящего к адиабатическому охлаждению вещества, нагретого ударными волнами. Разработанная методика позволяет корректно оценить нагрев вещества ударными волнами, и, соответственно, определить параметры возникающего электромагнитного излучения от диска, включая кривую блеска, спектр излучения, а также продолжительность вспышки.

Ключевые слова: гравитационные волны, черные дыры, двойные звезды, аккреционные диски

DOI: 10.31857/S0004629921110086

1. ВВЕДЕНИЕ

С 2015 г., когда были экспериментально обнаружены гравитационные волны [1], начинается новая страница в астрономии. Возможность использовать “мультиканальный” (multi-messenger) подход позволяет достичь более глубокого понимания природы астрофизических объектов. Согласно теоретическим представлениям [2, 3], наибольшей интенсивностью гравитационно-волнового излучения обладают двойные черные дыры [4], а наибольшую вероятность обнаружения имеют двойные черные дыры звездных масс [5, 6]. И действительно, начиная с 2015 г. на детекторах LIGO и Virgo было обнаружено несколько гравитационно-волновых событий, сопровождающих слияние пар черных дыр [1, 7–11]. Возникает вопрос: а как нам добиться реализации “мультиканального” подхода для этих событий, или, другими словами, возникает ли электромагнитный отклик при слиянии черных дыр и можно ли его наблюдать?

В исследованиях черных дыр часто делается предположение о том, что эти объекты окружены аккреционными дисками. Сценарии формирования диска вокруг двойной сверхмассивной черной дыры, а также вокруг двойной черной дыры звездной массы указывались нами в работах [12, 13]. Рассмотрим задачу про возмущение аккреционного диска или оболочки вокруг сливающихся черных дыр. Согласно ОТО потеря энергии двойной черной дыры при излучении гравитационных волн приводит к формированию конечного объекта с массой на несколько процентов меньше исходной [3]. Кроме того, потеря импульса из-за отклонения от симметрии может привести к тому, что объект получает импульс отдачи (kick) [14] и в результате этого он приобретает скорость до 1000 км/с [15]. Вещество, окружающее сливающиеся черные дыры, испытывает возмущение [16], которое может привести к увеличению светимости и квазипериодическим вспышкам. Эффект отдачи черной дыры и последующее за этим гравитационное возмущение могут возбуждать в аккреционном диске ударные волны [17], а сами возмущения метрики вызывают в диске механические напряжения, которые могут диссипировать на вязкой шкале времени [18] или превращаться в ударные волны [19]. Нагрев вещества диска ударными волнами должен приводить к резкому увеличению яркости диска, что можно расценивать как электромагнитный отклик системы на эффект слияния двойной черной дыры.

Для случая слияния сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик с полной массой $10^6\ M_\odot$ потеря массы в 5% приводит к росту светимости ак-

крекционного диска до 10^{43} эрг/с [20]. Эффект импульса отдачи может приводить к такому же росту светимости, однако его величина существенным образом зависит от плохо определенных параметров сливающейся двойной черной дыры [21, 22]. Отклик примерно такой же величины можно ожидать и для черных дыр звездных масс. В работе [23] было показано, что рост светимости аккреционного диска может достигать 10^{42}–10^{43} эрг/с, при этом максимум энергии излучения будет расположен в рентгеновской части спектра даже для случая волн плотности вместо ударных. В наших работах [12, 24] для моделей, параметры которых соответствовали событию GW170814 [10], были рассчитаны болометрические кривые блеска, спектры электромагнитного излучения и получены оценки длительности вспышки. Как оказалось, основная часть энергии электромагнитного излучения высвечивается в рентгеновском и гамма-диапазонах, и такого рода вспышки могут быть зарегистрированы инструментами, существующими в настоящее время.

Анализ результатов численных расчетов, проведенных в работах [12, 24], позволил заключить, что при определенном характере распределения плотности и температуры в исходном невозмущенном аккреционном диске режим распространения ударных волн в возмущенном диске с течением времени становится автомодельным. В частности, расстояние, пройденное фронтом ударной волны за время t, описывается степенным законом $t^{2/3}$, а ее скорость затухает со временем как $t^{-1/3}$. В работе [13] мы получили полное автомодельное решение этой задачи с использованием необходимой информации об ударных волнах, взятой из численных расчетов. Из автомодельного решения можно получить алгебраические интегралы углового момента и адиабатичности, а также найти асимптотические соотношения для автомодельных функций. Такая аналитическая модель на основе автомодельного решения позволяет приближенно оценивать величину электромагнитного отклика гравитационно-волнового события без проведения трудоемких численных расчетов. В данной работе мы уточнили разработанную ранее модель путем учета вертикального расширения диска, приводящие к адиабатическому охлаждению вещества за ударными волнами. Использованная методика позволяет приблизить модель к реальной физической картине и получить достоверные оценки электромагнитного отклика от сливающихся черных дыр звездных масс.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 описаны постановка задачи и основные уравнения. В разделе 3 представлены автомодельные уравнения и проведен их анализ. В разделе 4 описаны результаты расчетов. В разделе 5 обсуждаются характеристики электромагнитного отклика. В разделе 6 содержатся основные выводы работы. В Приложении приведены некоторые детали численного метода и аналитического решения задачи.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

С помощью гравитационно-волновых детекторов LIGO и Virgo были проведены две завершенные серии наблюдений O1 (с 12 сентября 2015 г. по 19 января 2016 г.) и O2 (с 30 ноября 2016 г. по 26 августа 2017 г.). Третья серия наблюдений O3 началась 1 апреля 2019 г. и должна была завершиться 30 апреля 2020 г. Однако в конце марта 2020 г. наблюдения были прекращены из-за пандемии коронавируса. В завершенных сериях наблюдений O1 и O2 было обнаружено 10 событий слияния двойных черных дыр [11], из которых только 5 не имеют артефактов. Эти события представлены в табл. 1 вместе с оценками масс компонентов, доли теряемой массы и расстояния до соответствующего объекта. Как видно из таблицы, все эти объекты соответствуют черным дырам звездной массы. При этом доля теряемой массы при слиянии черных дыр составляет величину порядка 2–6%. В качестве исследуемого объекта в данной работе будем рассматривать событие GW170814, соответствующее слиянию двойной черной дыры с массами компонентов 30.5 и 25.3 $M_\odot$. Для определенности будем считать, что потеря массы в этом событии составляла 5%.

При исследовании черных дыр часто предполагается, что они окружены аккреционными дисками. Внутренний радиус аккреционного диска вокруг одиночной черной дыры равен $3R_\mathrm{g}$, где $R_\mathrm{g} = 2GM/c^2$ – гравитационный радиус, G – гравитационная постоянная, c – скорость света. Внутри этой зоны устойчивых круговых орбит не существует [3]. Предположим, что двойная черная дыра также окружена общим аккреционным диском. Конечная стадия слияния черных дыр происходит очень быстро, за доли секунды. Процесс стремительного слияния черных дыр начинается, когда расстояние между ними составляет $A = 3R_{\mathrm{g},1} + 3R_{\mathrm{g},2} = 3R_\mathrm{g}$, где $R_{\mathrm{g},1}$ и $R_{\mathrm{g},2}$ – гравитационные радиусы компонентов, R_g – гравитационный радиус, вычисленный по их суммарной массе $M = M_1 + M_2$ (гравитационный радиус аккретора) [25–28]. Внутренний радиус аккреционного диска вокруг двойной черной дыры примерно в два раза превышает расстояние между центрами черных дыр. Такой вывод следует из оценок устойчивости орбит относительно приливных сил [12, 13] и хорошо согласуется с результатами численного моделирования двойных систем с

Таблица 1. Параметры сливающихся двойных черных дыр по данным гравитационно-волновых наблюдений

Объект	$M_1/M_\odot$	$M_2/M_\odot$	$\Delta M/(M_1+M_2)$, %	D, Мпс	Ссылка
GW150914	36^{+5}_{-4}	29^{+4}_{-4}	3.3–5.2	410^{+160}_{-180}	[1]
GW151226	$14.2^{+8.3}_{-3.7}$	$7.5^{+2.3}_{-2.3}$	2.9–5.4	440^{+180}_{-190}	[7]
GW170104	$31.2^{+8.4}_{-6.0}$	$19.4^{+8.3}_{-5.9}$	2.3–5.7	880^{+450}_{-390}	[8]
GW170608	12^{+7}_{-2}	7^{+2}_{-2}	2.8–5.1	340^{+140}_{-140}	[9]
GW170814	$30.5^{+5.7}_{-3.0}$	$25.3^{+2.8}_{-4.2}$	4.0–5.8	540^{+130}_{-210}	[10]

Примечание. В столбцах указаны (слева направо): название объекта, массы компонентов, относительное изменение массы, расстояние до объекта, ссылка.

круговыми орбитами компонентов, отношение масс которых близко к единице [29–32].

До момента слияния сближение черных дыр происходит медленно и поэтому, благодаря действию вязких сил, аккреционный диск успевает подстроиться к изменяющемуся межкомпонентному расстоянию. Следовательно, можно считать, что непосредственно перед слиянием черных дыр внутренний радиус диска r_d примерно в 6 раз превосходит гравитационный радиус аккретора R_g. Это позволяет при описании свойств такого аккреционного диска пренебрегать релятивистскими эффектами и использовать теорию Шакуры и Сюняева [33]. В этой модели скорость аккреции $\dot{M}$ определяется темпом диссипации углового момента, возникающего вследствие турбулентной вязкости. Интенсивность турбулентности описывается безразмерным параметром α, значение которого не превышает единицы. Критический темп аккреции определяется величиной эддингтоновской светимости

$$\dot{M}_\mathrm{cr} = 1.8\times10^{-9}\frac{m}{\chi}\frac{M_\odot}{\mathrm{year}}, \qquad (1)$$

где $m = M/M_\odot$ – безразмерная масса центрального объекта. Параметр χ определяет эффективность аккреции и в случае одиночной невращающейся черной дыры равен примерно 0.06–0.08 [34]. Учет вращения повышает эффективность стационарной аккреции до 0.32 [35, 36]. В сценарии эпизодической аккреции эффективность может достигать 0.43 [37]. Однако в нашей модели конкретное значение этого параметра не является критичным, поскольку определяющую роль играет величина безразмерного темпа аккреции $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_\mathrm{cr}$.

В модели [33] в аккреционном диске выделяются три характерные зоны (A, B и C), в которых распределение гидродинамических величин определяется относительным вкладом газового давления и давления излучения, а также механизмом непрозрачности. В зоне A преобладает давление излучения, а в зонах B и C им можно пренебречь по сравнению с газовым давлением. В зонах A и B непрозрачность определяется томсоновским рассеянием, а в зоне C непрозрачность обеспечивается свободно-свободными переходами. Вертикальная структура диска в этих зонах различается довольно сильно, но радиальные зависимости плотности и температуры оказываются близкими к степенным с почти одинаковыми показателями степени.

В данной работе мы будем рассматривать только зону B [13]. Поэтому для описания профилей плотности и температуры в невозмущенном аккреционном диске можно использовать следующие выражения:

$$\rho = 7.03\alpha^{-7/10}m^{-7/10}\dot{m}^{2/5}\left(\frac{3R_\mathrm{g}}{r}\right)^{33/20}\ \text{г/см}^3, \qquad (2)$$

$$T = 3.1\times10^{8}\alpha^{-1/5}m^{-1/5}\dot{m}^{2/5}\left(\frac{3R_\mathrm{g}}{r}\right)^{9/10}\ \text{K}, \qquad (3)$$

где параметр α определяет эффективность переноса углового момента в диске (параметр Шакуры–Сюняева).

Поэтому в нашей модели для задания начальных условий мы используем следующие степенные распределения плотности и температуры в невозмущенном диске:

$$\rho_0(r) = \rho_*\left(\frac{r}{r_*}\right)^{-k_d}, \qquad (4)$$

$$T_0(r) = T_*\left(\frac{r}{r_*}\right)^{-k_t}, \qquad (5)$$

где ρ_* и T_* – соответствующие значения в точке $r = r_*$. Как следует из выражений (2) и (3), для зоны B показатели $k_d = 33/20$, $k_t = 9/10$. Начальные профили остальных величин будут представлены ниже. Модель Шакуры–Сюняева [33] используется только для описания невозмущенного состояния аккреционного диска. Поскольку процесс релаксации диска после слияния черных дыр и потери массы центрального объекта происходит

относительно быстро, то дальнейшую эволюцию диска можно моделировать в приближении бездиссипативной (без учета вязкости) гравитационной газовой динамики [12, 24].

Уравнения гравитационной газовой динамики, описывающие эволюцию геометрически тонкого аккреционного диска после слияния черных дыр, в осесимметричном случае в цилиндрических координатах (r, φ, z) можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_r \frac{\partial \rho}{\partial r} + v_z \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right] = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\varphi^2}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + (1 - \xi) \frac{GM}{r^2} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + (1 - \xi) \frac{GM}{r^3} z = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} + \frac{v_r v_\varphi}{r} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + v_r \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} + v_z \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{P}{\rho} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right] = 0. \quad (10)$$

Здесь ρ – плотность, v_r – радиальная скорость, v_z – вертикальная скорость, v_φ – азимутальная скорость, P – давление, ε – удельная внутренняя энергия, M – полная масса двойной черной дыры до слияния, ξ – доля массы черных дыр, излученная в виде гравитационных волн.

В случае геометрически тонких дисков мы можем пренебречь подробным описанием вертикальной структуры для исследования эффектов ударного нагрева и адиабатического расширения. Вместо этого можно использовать простое приближение, когда вертикальная скорость v_z в любой момент времени остается пропорциональной высоте z (аналог закона Хаббла в космологии):

$$v_z(r, z, t) = \psi(r, t) z. \quad (11)$$

В плоскости симметрии диска вертикальный компонент скорости $v_z = 0$. В нашей модели все уравнения (6)–(10) мы записываем для плоскости симметрии диска. В этом случае члены вида $v_z \partial / \partial z$ в конвективных производных исчезают во всех уравнениях. С учетом этого замечания и приближения (11) уравнения (6)–(10) (кроме уравнения (8)) примут вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_r \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \rho \psi = 0, \quad (12)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\varphi^2}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + (1 - \xi) \frac{GM}{r^2} = 0, \quad (13)$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_r v_\varphi}{r} = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + v_r \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} + \frac{P}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{P \psi}{\rho} = 0. \quad (15)$$

Последнее слагаемое в уравнении энергии (15) описывает адиабатический нагрев диска, обусловленный его вертикальными движениями.

Допустим, что давление в диске в произвольный момент времени определяется выражением

$$P(r, z, t) = P(r, t) e^{-z^2 / H^2(r,t)}, \quad (16)$$

где H – локальная полутолщина диска. Тогда из уравнения для вертикальной скорости (8) с помощью соотношения (11) можно получить уравнения для коэффициента ψ,

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + v_r \frac{\partial \psi}{\partial r} + \psi^2 - \frac{2P}{\rho H^2} + (1 - \xi) \frac{GM}{r^3} = 0. \quad (17)$$

Подставляя $z = H(r, t)$ в соотношение (11), находим

$$v_z(r, H(r,t), t) = \psi(r, t) H(r, t). \quad (18)$$

С другой стороны, мы можем написать

$$v_z(r, H(r,t), t) = \frac{\partial H}{\partial t} + v_r \frac{\partial H}{\partial r}. \quad (19)$$

Поэтому локальная полутолщина диска $H(r, t)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial H}{\partial t} + v_r \frac{\partial H}{\partial r} - \psi H = 0. \quad (20)$$

Для замыкания полученной системы уравнений (12)–(15), (17), (20) следует учесть уравнения состояния, определяющие зависимости давления P и внутренней энергии ε от плотности ρ и температуры T. Поскольку в данной работе мы рассматриваем только зону B аккреционного диска, то давление излучения мы не учитываем. Однако следует отметить, что в сильно возмущенных областях этой зоны, где возникают ударные волны большой интенсивности, температура может возрастать настолько, что эффекты давления излучения могут играть существенную роль [12]. Уравнения состояния можно записать в виде:

$$P = A_{\text{gas}} \rho T, \quad (21)$$

$$\varepsilon = \frac{A_{\text{gas}} T}{\gamma - 1}, \quad (22)$$

где $A_{\text{gas}} = 2k_{\text{B}} / m_{\text{p}}$ – газовая постоянная, k_{B} – постоянная Больцмана, m_{p} – масса протона, γ – показатель адиабаты. Для полностью ионизованной водородной плазмы средний молекулярный вес следует принять равным $1/2$, а показатель адиабаты $\gamma = 5/3$.

В качестве начальных условий для плотности и температуры используются выражения (4) и (5). Начальные распределения для давления и внутренней энергии можно получить из уравнений состояния (21) и (22),

$$P_0(r) = \rho_* c_*^2 \left(\frac{r}{r_*}\right)^{-k_d - k_t}, \quad (23)$$

$$\varepsilon_0 = \frac{c_*^2}{\gamma - 1}\left(\frac{r}{r_*}\right)^{-k_t}, \quad (24)$$

где квадрат скорости звука определяется как $c_*^2 = A_{\rm gas} T_*$. Кроме того, считаем, что в начальный момент $v_r(r,0) = 0$, $\psi(r,0) = 0$. Начальные условия для азимутальной скорости и полутолщины диска можно получить из стационарных решений уравнений (13) и (17), соответствующих невозмущенному диску, когда параметр $\xi = 0$:

$$v_\varphi(r,0) = c_* \left[\mu^2 - (k_d + k_t)\left(\frac{r}{r_*}\right)^{1-k_t}\right]^{1/2}\left(\frac{r}{r_*}\right)^{-1/2}, \quad (25)$$

$$H_0(r) = r_* \frac{\sqrt{2}}{\mu}\left(\frac{r}{r_*}\right)^{\frac{3-k_t}{2}}. \quad (26)$$

Безразмерный параметр

$$\mu = \sqrt{\frac{GM}{r_* c_*^2}} \quad (27)$$

определяет число Маха на радиусе r_*, где $t_* = r_*/c_*$ – характерный масштаб времени.

Для численного решения описанных выше уравнений использовалась неявная полностью консервативная разностная схема Самарского–Попова [38], некоторые детали которой описаны в [39] (см. Приложение А). Следует подчеркнуть, что в этой схеме выполняются не только разностные аналоги законов сохранения массы, импульса и энергии, но и дополнительные соотношения, описывающие баланс по определенным видам энергии. Кроме того, в нашем случае в схеме выполняется разностный аналог закона сохранения удельного углового момента. Численная модель определяется следующими параметрами: показателями k_d и k_t начальных профилей плотности и температуры, долей теряемой массы ξ и числом Маха μ. Отметим, что в частном случае $\psi = 0$ эта численная модель переходит в более простую модель, рассмотренную нами в работе [24], в которой не учитываются эффекты, обусловленные адиабатическим расширением диска.

Будем считать, что безразмерная масса $m = 55$ соответствует гравитационно-волновому событию GW170814 (см. табл. 1). Выберем в качестве характерного радиуса r_*, который определяет пространственный масштаб исследуемой задачи, внутренний радиус невозмущенного диска, $r_{\rm d} = 6R_{\rm g}$. Тогда с учетом распределения температуры в невозмущенном диске (5) из (27) находим

$$\mu = 78.02\alpha^{1/10}\dot{m}^{-1/5}. \quad (28)$$

Если зафиксировать здесь значение параметра $\dot{m}$, то в пределе при $\alpha \to 0$ мы можем получить сколь угодно малые значения параметра μ. Наоборот, если мы зафиксируем значения параметра α, то в пределе при $\dot{m} \to 0$ можно получить сколь угодно большие значения параметра μ. Например, в случае $\alpha = 0.01$, $\dot{m} = 1$ получаем значение $\mu = 49.23$. В случае $\alpha = 0.01$, $\dot{m} = 0.01$ получаем значение $\mu = 123.65$. Отсюда видно, что возможные значения параметра μ лежат в довольно широких пределах.

Поскольку мы рассматриваем только зону B аккреционного диска, то характерный радиус r_* можно определить и как внутренний радиус этой зоны $r_{\rm AB}$. Величину этого радиуса можно найти из условия равенства давления излучения и газового давления [33],

$$r_{\rm AB} = 159.3\alpha^{2/21} m^{2/21} \dot{m}^{16/21} R_{\rm g}. \quad (29)$$

Используя это выражение, снова из (5) и (27) находим

$$\mu = 64.97\alpha^{2/21}\dot{m}^{-5/21}. \quad (30)$$

Эта зависимость μ от α и $\dot{m}$ имеет такой же качественный характер, как и рассмотренная выше зависимость (28). Параметр μ становится сколь угодно малым в пределе при $\alpha \to 0$ и сколь угодно большим в пределе при $\dot{m} \to 0$. В частности, в случае $\alpha = 0.01$, $\dot{m} = 1$ получаем значение $\mu = 41.90$, а в случае $\alpha = 0.01$, $\dot{m} = 0.01$ параметр $\mu = 194.49$. Эти значения очень близки к тем, что мы получили в предыдущем случае. На основе полученных оценок в приведенных ниже расчетах мы варьировали значения безразмерного параметра μ в пределах от 50 до 200.

Как показывают наши расчеты [12, 13, 24], степень возмущения аккреционного диска в результате слияния черных дыр и потери массы за счет излучения гравитационных волн определяется величиной параметра μ. Электромагнитный отклик от гравитационно-волнового события оказывается тем выше, чем больше значение μ. В связи с этим, следует заметить, что в случае сверхмассивных черных дыр значения параметра μ могут быть намного больше по сравнению с приведенными выше оценками для черных дыр звездной массы. В самом деле, выберем в качестве характерного радиуса r_* внутренний радиус не-

возмущенного диска. Тогда, задавая безразмерную массу, например, равной $m = 10^8$, получаем

$$\mu = 329.73\alpha^{1/10}\dot{m}^{-1/5}. \quad (31)$$

Отсюда в случае $\alpha = 0.01$, $\dot{m} = 1$ получаем значение $\mu = 208.05$, а в случае $\alpha = 0.01$, $\dot{m} = 0.01$ параметр $\mu = 522.59$. Для более массивных черных дыр можно получить еще большие значения параметра μ.

3. АВТОМОДЕЛЬНОЕ РЕШЕНИЕ

3.1. Автомодельные уравнения

Анализ численных решений, полученных нами в работе [24], позволил прийти к выводу о том, что возникающие в возмущенном диске ударные волны имеют автомодельный характер. В частности, расстояние, пройденное фронтом ударной волны за время t, описывается степенным законом $t^{2/3}$, а ее скорость затухает со временем как $t^{-1/3}$. В работе [12] мы исследовали возможность построения соответствующего автомодельного решения. Однако полностью получить его не удалось из-за трудностей, связанных с аналитическим определением положения ударных волн. Полное автомодельное решение было получено нами в работе [13] на основе сравнения автомодельного и численного решений.

Автомодельное решение описывает эволюцию возмущенного диска, когда ударные волны уходят достаточно далеко от его внутренней границы. Можно считать, что эта область соответствует зоне B аккреционного диска, причем давление излучения уже не оказывает существенного влияния на динамику вещества за фронтом ударных волн. В работе [13] при построении автомодельного решения эффекты, связанные с адиабатическим расширением диска, мы также не учитывали. Именно такая упрощенная численная модель рассматривалась нами в работе [24]. В данной работе мы рассматриваем автомодельное решение, учитывающее адиабатическое охлаждение диска.

Заметим, что в нашей модели начальные распределения всех величин за исключением азимутальной скорости v_φ и, соответственно, углового момента $l = rv_\varphi$ описываются степенны́ми функциями радиуса r. Однако нетрудно видеть, что в случае $k_t = 1$ (что близко к 9/10 в модели [33] для зоны B) это распределение также оказывается степенным,

$$l_0(r) = r_* c_* (\mu^2 - k_d - 1)^{1/2}\left(\frac{r}{r_*}\right)^{1/2}. \quad (32)$$

Данное выражение является вещественным при условии $\mu^2 > k_d + 1$. Например, в случае $k_d = 33/20$ должно быть $\mu > 1.63$.

Будем искать решение в следующем виде [40]:

$$\rho(r,t) = \rho_0(r)\sigma(\lambda), \quad (33)$$

$$v_r(r,t) = \frac{r}{t}u(\lambda), \quad (34)$$

$$l(r,t) = l_0(r)\Lambda(\lambda), \quad (35)$$

$$\varepsilon(r,t) = \varepsilon_0(r)w(\lambda), \quad (36)$$

$$\psi(r,t) = \frac{1}{t}\Psi(\lambda), \quad (37)$$

$$H(r,t) = H_0(r)h(\lambda), \quad (38)$$

где функции $\rho_0(r)$, $l_0(r)$, $\varepsilon_0(r)$ и $H_0(r)$ определяются (для случая $k_t = 1$) выражениями (4), (32), (24) и (26). Автомодельные функции σ, u, Λ, w, Ψ и h зависят от автомодельной переменной λ, которую выберем в виде

$$\lambda = \frac{r}{r_*}\left(\frac{t_*}{t}\right)^{\delta}, \quad (39)$$

где δ – показатель автомодельности. Такой выбор автомодельной переменной подразумевает, что предел при $\lambda \to \infty$ соответствует невозмущенному состоянию диска. Поэтому в автомодельном решении в пределе при $\lambda \to \infty$ функции $\sigma \to 1$, $u \to 0$, $\Lambda \to 1$, $w \to 1$, $\Psi \to 0$, $h \to 1$. Параметр δ должен быть определен из условия автомодельности исходных уравнений.

В автомодельных переменных уравнения (12)–(15), (17) и (20) могут быть записаны в виде:

$$(u-\delta)\frac{d\ln\sigma}{d\ln\lambda} + \frac{du}{d\ln\lambda} + (2-k_d)u + \Psi = 0, \quad (40)$$

$$(u-\delta)\frac{du}{d\ln\lambda} + u(u-1) + \frac{w}{\lambda^3}\left(\frac{d\ln\sigma}{d\ln\lambda} + \frac{d\ln w}{d\ln\lambda} - k_d - 1\right) - (\mu^2 - k_d - 1)\frac{\Lambda^2}{\lambda^3} + (1-\xi)\frac{\mu^2}{\lambda^3} = 0, \quad (41)$$

$$(u-\delta)\frac{d\ln\Lambda}{d\ln\lambda} + \frac{u}{2} = 0, \quad (42)$$

$$(u-\delta)\frac{d\ln w}{d\ln\lambda} + (\gamma-1)\frac{du}{d\ln\lambda} + (2\gamma-3)u + (\gamma-1)\Psi = 0, \quad (43)$$

$$(u-\delta)\frac{d\Psi}{d\ln\lambda} + \Psi(\Psi-1) - \frac{w}{h^2}\frac{\mu^2}{\lambda^3} + (1-\xi)\frac{\mu^2}{\lambda^3} = 0, \quad (44)$$

$$(u-\delta)\frac{d\ln h}{d\ln\lambda} + u - \Psi = 0. \quad (45)$$

При этом все размерные коэффициенты сокращаются в случае $\delta = 2/3$.

3.2. Автомодельные ударные волны

Фронту ударной волны в автомодельном решении соответствует постоянное значение автомодельной переменной $\lambda_s = \text{const}$. Отсюда следует, что положение ударной волны

$$r_s = \lambda_s r_* \left(\frac{t}{t_*}\right)^{\delta} \propto t^{\delta}, \tag{46}$$

а ее скорость

$$D = \frac{dr_s}{dt} = \delta \frac{r_s}{t} \propto t^{\delta-1}. \tag{47}$$

На ударной волне должны выполняться условия Гюгонио, связывающие между собой величины перед разрывом (будем их помечать индексом 1) и после разрыва (будем их помечать индексом 2). Несложный анализ, проведенный нами в [13], приводит к следующим соотношениям для автомодельных функций:

$$\sigma_2 V_2 = \sigma_1 V_1, \tag{48}$$

$$\Lambda_2 = \Lambda_1, \tag{49}$$

$$V_2 = \frac{\gamma-1}{\gamma+1}\frac{1}{V_1}\left(V_1^2 + \frac{2}{\gamma-1}W_1\right), \tag{50}$$

$$W_2 = \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right)^2 \frac{1}{V_1^2}\left(V_1^2 + \frac{2}{\gamma-1}W_1\right)\left(\frac{2\gamma}{\gamma-1}V_1^2 - W_1\right), \tag{51}$$

где для упрощения записи введены обозначения для вспомогательных величин

$$V = u - \delta, \quad W = \frac{\gamma w}{\lambda^3}. \tag{52}$$

Эти соотношения остаются в силе и при учете вертикальных движений в диске. При этом автомодельные функции Ψ и h остаются непрерывными на ударных волнах,

$$\Psi_2 = \Psi_1, \quad h_2 = h_1. \tag{53}$$

Из условий Гюгонио, в частности, следует, что плотность потока массы $j = \sigma V$ и угловой момент Λ остаются непрерывными при переходе через фронт ударной волны. Поскольку на ударных волнах $j \neq 0$, то u не может равняться δ ни слева, ни справа от разрыва, $u \neq \delta$. Более того, все ударные волны в диске распространяются от центра к периферии. Следовательно, $j < 0$ и значит должно быть $u < \delta$.

3.3. Алгебраические интегралы

Из автомодельных уравнений (40)–(45) можно получить два алгебраических интеграла, выражающих законы сохранения углового момента и энтропии. Прежде всего из уравнений (40) и (45) находим

$$(u-\delta)\left(\frac{d\ln\sigma}{d\ln\lambda} + \frac{d\ln h}{d\ln\lambda}\right) + \frac{du}{d\ln\lambda} + (3-k_d)u = 0. \tag{54}$$

С учетом уравнения (42) отсюда получаем

$$(u-\delta)\left[\frac{d\ln\sigma}{d\ln\lambda} + \frac{d\ln h}{d\ln\lambda} - 2(3-k_d)\frac{d\ln\Lambda}{d\ln\lambda}\right] + \\ + \frac{du}{d\ln\lambda} = 0. \tag{55}$$

Решение этого уравнения можно записать в виде

$$\frac{\sigma h\,|\,u-\delta\,|}{\Lambda^{2(3-k_d)}} = \text{const}. \tag{56}$$

Поскольку величины σV, Λ и h остаются непрерывными на ударных волнах, то константа интегрирования в найденном алгебраическом интеграле имеет одинаковое значение во всей расчетной области. Для определения ее величины можно использовать значения автомодельных функций $\sigma = 1$, $u = 0$, $\Lambda = 1$, $h = 1$ в пределе при $\lambda \to \infty$. Отсюда находим, что эта константа оказывается равной показателю автомодельности δ. Поэтому можно написать

$$\Lambda^{2(3-k_d)} = \frac{\sigma h}{\delta}|u-\delta|. \tag{57}$$

Этот алгебраический интеграл выражает собой закон сохранения углового момента в автомодельной форме. Он позволяет выразить явно функцию Λ через функции σ, u и h.

Для вывода второго алгебраического интеграла сначала из уравнений (43) и (45) находим

$$(u-\delta)\left[\frac{d\ln w}{d\ln\lambda} + (\gamma-1)\frac{d\ln h}{d\ln\lambda}\right] + \\ + (\gamma-1)\frac{du}{d\ln\lambda} + (3\gamma-4)u = 0. \tag{58}$$

С учетом уравнения (54) отсюда получаем

$$(u-\delta)\left\{(3\gamma-4)\frac{d\ln\sigma}{d\ln\lambda} + [k_d(\gamma-1)-1]\frac{d\ln h}{d\ln\lambda} - \right. \\ \left. - (3-k_d)\frac{d\ln w}{d\ln\lambda}\right\} + [k_d(\gamma-1)-1]\frac{du}{d\ln\lambda} = 0. \tag{59}$$

Решение этого уравнения можно записать в виде

$$\frac{\sigma^{3\gamma-4}h^{k_d(\gamma-1)-1}}{w^{3-k_d}}|u-\delta|^{k_d(\gamma-1)-1} = \text{const}. \tag{60}$$

Этот алгебраический интеграл в автомодельной форме выражает собой закон сохранения энтропии (интеграл адиабатичности). Однако в отличие от закона сохранения углового момента закон

сохранения энтропии выполняется только в областях гладкости решения, поскольку при переходе через фронт ударной волны, как следует из условий Гюгонио (48)–(53), энтропия газа не сохраняется. Следовательно, константа интегрирования в (60) в каждой области гладкости будет различной. Во внешней области гладкости (перед первой ударной волной) константу интегрирования можно снова определить с помощью предельных при $\lambda \to \infty$ значений автомодельных функций. Она оказывается равной $\delta^{(\gamma-1)k_d-1}$. Поэтому можно написать

$$w^{3-k_d}\delta^{k_d(\gamma-1)-1} = \sigma^{3\gamma-4}\left(h|u-\delta|\right)^{k_d(\gamma-1)-1}. \quad (61)$$

Это соотношение позволяет во внешней области возмущенного диска выразить явно функцию w через функции σ, u и h.

Аналитическая модель возмущения аккреционного диска в результате слияния двойной черной дыры, описанная в нашей недавней работе [13], не учитывала эффекты адиабатического нагрева-охлаждения, обусловленные вертикальными движениями. Данная модель этот эффект учитывает. Для перехода к более простой модели [13] следует положить $\Psi = 0$. В этом частном случае из уравнений (42) и (45) получаем соотношение $h = \Lambda^2$. Подставляя его в алгебраический интеграл углового момента (57), находим

$$\Lambda^{2(2-k_d)} = \frac{\sigma}{\delta}|u-\delta|. \quad (62)$$

Выражая отсюда Λ^2, можно написать

$$h^{2-k_d} = \frac{\sigma}{\delta}|u-\delta|. \quad (63)$$

С учетом этого соотношения из алгебраического интеграла адиабатичности (во внешней области возмущенного диска) получаем

$$w^{2-k_d}\delta^{k_d(\gamma-1)-1} = \sigma^{2\gamma-3}\,|u-\delta|^{k_d(\gamma-1)-1}. \quad (64)$$

В нашей работе [13] алгебраические интегралы углового момента и адиабатичности были записаны именно в таком виде.

3.4. Асимптотики автомодельных функций

Исследуем асимптотику автомодельных функций в пределе при $\lambda \to \infty$. Эта асимптотика описывает рост возмущений в аккреционном диске на малых временах. С другой стороны, она соответствует состоянию диска в произвольный момент времени на больших расстояниях $r \gg r_*$ от центрального объекта. С учетом предельных при $\lambda \to \infty$ значений автомодельных функций $\sigma = 1$, $u = 0$, $\Lambda = 1$, $w = 1$, $\Psi = 0$, $h = 1$ искомое решение можно представить в виде: $u = u_1$, $\sigma = 1 + \sigma_1$, $\Lambda = 1 + \Lambda_1$, $w = 1 + w_1$, $\Psi = \Psi_1$, $h = 1 + h_1$, где u_1, σ_1, Λ_1, w_1, Ψ_1, h_1 – малые величины.

Заметим, что в уравнении движения (41) основным членом в пределе больших λ, который определяет нужную асимптотику, является последнее слагаемое в левой части. Отбрасывая в этом уравнении все малые по сравнению с ним величины, приходим к уравнению:

$$\delta\lambda u_1' + u_1 + \frac{\xi\mu^2}{\lambda^3} = 0, \quad (65)$$

где штрихом обозначена производная по автомодельной переменной λ. Отсюда находим

$$u_1 = \frac{\xi\mu^2}{\lambda^3}. \quad (66)$$

Аналогичным образом можно поступить с уравнением (44),

$$\delta\lambda\Psi_1' + \Psi_1 + \frac{\xi\mu^2}{\lambda^3} = 0. \quad (67)$$

Решение этого уравнения дает

$$\Psi_1 = \frac{\xi\mu^2}{\lambda^3}. \quad (68)$$

Уравнение непрерывности (40) в рассматриваемом пределе можно переписать в виде

$$\delta\lambda\sigma_1' - \lambda u_1' - (2-k_d)u_1 - \Psi_1 = 0. \quad (69)$$

Подставляя сюда выражения (66) и (68), находим

$$\sigma_1 = \frac{k_d}{2}\frac{\xi\mu^2}{\lambda^3}. \quad (70)$$

Уравнение для углового момента запишем в виде

$$\delta\lambda\Lambda_1' - \frac{1}{2}u_1 = 0. \quad (71)$$

Подставляя сюда выражения (66), получаем

$$\Lambda_1 = -\frac{1}{4}\frac{\xi\mu^2}{\lambda^3}. \quad (72)$$

Наконец, уравнение энергии можно переписать в виде

$$\delta\lambda w_1' - (\gamma-1)\lambda u_1' - (2\gamma-3)u_1 - (\gamma-1)\Psi_1 = 0. \quad (73)$$

Подставляя сюда выражения (66) и (68), получаем

$$w_1 = \frac{1}{2}\frac{\xi\mu^2}{\lambda^3}. \quad (74)$$

Если подставить выражения (66) и (68) в уравнение (45) для h, то функции u_1 и Ψ_1 сокращаются. Это означает, что функция h_1 имеет более высокий порядок малости. Поэтому для того, чтобы найти асимптотику этой автомодельной функции, необходимо учесть следующие члены разло-

жения. Более детальный анализ (см. Приложение В) приводит к выражению:

$$h_1 = \frac{1}{24}[2\mu^2 - 5(k_d + 1)]\frac{\xi\mu^2}{\lambda^6}. \quad (75)$$

Переходя к размерным величинам, находим:

$$v_r = \xi GM\frac{t}{r^2}, \quad (76)$$

$$\psi = \xi GM\frac{t}{r^3}, \quad (77)$$

$$\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = \frac{1}{2}k_d\xi GM\frac{t^2}{r^3}, \quad (78)$$

$$\frac{l - l_0}{l_0} = -\frac{1}{4}\xi GM\frac{t^2}{r^3}, \quad (79)$$

$$\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_0} = \frac{1}{2}\xi GM\frac{t^2}{r^3}, \quad (80)$$

$$\frac{H - H_0}{H_0} = \frac{1}{24}[2\mu^2 - 5(k_d + 1)]\xi GM\frac{t^4}{r^6}. \quad (81)$$

Иными словами, возмущения скорости растут линейно (пропорционально t), возмущения плотности, углового момента и внутренней энергии растут по квадратичному закону (пропорционально t^2), а возмущения полутолщины диска растут пропорционально t^4. При этом скорость роста всех возмущений прямо пропорциональна доле теряемой массы при слиянии черных дыр ξ.

Асимптотика автомодельных функций в противоположном пределе при $\lambda \to 0$ описывает переход возмущенного аккреционного диска к новому стационарному состоянию на больших временах $t \gg t_*$. В силу автомодельности задачи она также соответствует состоянию диска вблизи центрального объекта в произвольный момент времени. Предположим, что в пределе при $\lambda \to 0$ автомодельные функции $u \to 0$, $\sigma \to \sigma_0$, $w \to w_0$, $\Lambda \to \Lambda_0$, $\Psi \to 0$, $h \to h_0$. Тогда из уравнения (41) можно получить соотношение

$$(k_d + 1)w_0 + (\mu^2 - k_d - 1)\Lambda_0^2 = (1 - \xi)\mu^2. \quad (82)$$

Уравнение (44) в том же пределе приводит к равенству

$$w_0 = (1 - \xi)h_0^2. \quad (83)$$

Наконец, алгебраический интеграл углового момента позволяет записать выражение

$$\Lambda_0^{2(3-k_d)} = \sigma_0 h_0. \quad (84)$$

Эта система трех уравнений является неполной, поскольку содержит четыре неизвестных величины σ_0, Λ_0, w_0 и h_0. Недостающим четвертым уравнением мог бы быть алгебраический интеграл адиабатичности (60). Однако из-за присутствия в решении ударных волн определить аналитически соответствующую константу интегрирования не удается. Поэтому из этих трех уравнений можно три неизвестных величины выразить через оставшуюся четвертую неизвестную величину. Например, в качестве такой величины можно выбрать σ_0. Значение оставшегося параметра σ_0 можно найти из численного решения автомодельных уравнений, в котором определяются положения всех ударных волн и на их фронтах осуществляется сшивка автомодельных функций с помощью условий Гюгонио (48)–(53).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В предыдущем разделе 3 мы показали, что автомодельное решение исследуемой задачи существует. При этом мы подробно исследовали некоторые его свойства. Результаты численных расчетов полной задачи позволяют утверждать, то с течением времени решение действительно сходится к автомодельному. Сходимость численного решения уравнений (33)–(36) к автомодельному решению демонстрирует рис. 1. На рисунке показаны численные зависимости $\sigma(\lambda)$ (слева) и $u(\lambda)$ (справа) для различных моментов времени t/t_*. Решения соответствуют значению параметра $\mu = 5$. В результате слияния черных дыр и потери массы аккреционный диск возмущается и в нем формируется ударная волна слабой интенсивности, распространение которой происходит по автомодельному закону $\lambda = 1.428$ с показателем автомодельности $\delta = 2/3$. При этом в области перед ударной волной решение становится автомодельным практически сразу. Расчеты для больших значений μ показывают, что выход на автомодельный режим происходит гораздо быстрее. Таким образом, наряду с численным решением имеет смысл рассматривать и автомодельное решение.

Мы провели серию численных расчетов возмущения аккреционного диска, возникающего в результате слияния черных дыр и потери массы. С учетом оценок, приведенных в конце раздела 2, мы задавали значения параметра μ в диапазоне $50 \le \mu \le 200$ (см. табл. 2).

В работе [13] мы рассматривали чисто одномерную модель возмущенного аккреционного диска и строили автомодельное решение с помощью следующей методики. Сначала для достаточно большого значения автомодельной переменной $\lambda = \lambda_{\max}$ вычислялись значения автомодельных функций по формулам, которые описывают асимптотику решения в пределе при $\lambda \to \infty$. Эти значения использовались в качестве

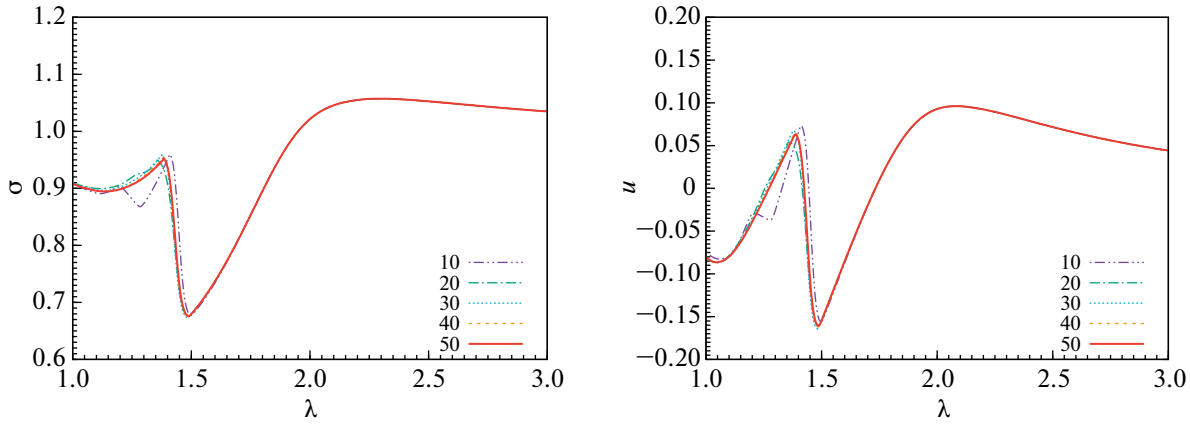

Рис. 1. Сходимость численного решения, описывающего возмущение аккреционного диска в результате слияния черных дыр и потери массы, к автомодельному решению для модели с параметром $\mu = 5$. Представлены численные зависимости $\sigma(\lambda)$ (слева) и $u(\lambda)$ (справа) для различных моментов времени t / t_*.

начальных условий. Далее, задавая некоторый шаг автомодельной переменной $\Delta\lambda < 0$, с помощью численного метода находились значения величин для $\lambda < \lambda_{\max}$. Количество ударных волн и положения их фронтов λ_s, где индекс s определяет номер ударной волны, из самого автомодельного решения простым способом найти не удается. Эту необходимую информацию об ударных волнах мы брали из соответствующего численного решения. Как только в процессе численного интегрирования автомодельных уравнений автомодельная переменная λ становилась равной λ_1, значение функций в точке $\lambda + \Delta\lambda$ вычислялись с помощью условий Гюгонио (48)–(53). После этого процедура интегрирования продолжалась дальше до следующей ударной волны.

В данной работе мы рассматриваем модель, соответствующую 1.5-мерному приближению, в котором учитываются вертикальные движения вещества в аккреционном диске. Это приводит к значительно более сложному характеру решения.

Таблица 2. Характеристики автомодельных решений

μ	λ_1	λ_2	λ_3	σ_0	w_0	I_μ
50	2.464	1.975	1.697	0.654	1.931	5.571
100	3.779	3.028	2.585	0.403	5.069	297.066
150	4.891	3.941	3.382	0.295	9.425	3741.66
200	5.897	4.765	4.075	0.233	15.15	25304.2

Примечание. Приведены: μ – число Маха, $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ (в порядке убывания) – автомодельные координаты ударных волн, σ_0 и w_0 – значения автомодельных функций $\sigma(\lambda)$ и $w(\lambda)$ в пределе при $\lambda \to 0$, I_μ – параметр, определяющий болометрическую светимость возмущенного диска согласно (89).

В результате с помощью описанной выше методики получить полное автомодельное решение не удается. Проблема возникает вследствие того, что в данном случае использованная нами численная схема Рунге–Кутты 4-го порядка становится неустойчивой в окрестности особых точек (см. Приложение С), которые располагаются сразу за ударными волнами. Для корректного решения этой проблемы необходимо использовать какой-либо более специализированный численный метод. Поскольку у нас и так уже есть автомодельное решение, полученное с помощью численного моделирования полной задачи, то мы не стали этого делать. Автомодельное решение, полученное с помощью численного расчета полной задачи, с учетом найденных асимптотик, алгебраических интегралов углового момента и адиабатичности, а также информации об ударных волнах позволяет в полной мере оценивать величину и спектральные характеристики электромагнитного отклика от соответствующего гравитационно-волнового события.

Полученные решения для всех моделей представлены на рис. 2–7. Эти рисунки показывают, что во всех моделях в возмущенном аккреционном диске формируются три ударные волны, следующие друг за другом. Автомодельные координаты λ_s этих ударных волн указаны в табл. 2. В модели с максимальным параметром $\mu = 200$ на самом деле формируется еще одна четвертая ударная волна, которой отвечает автомодельная координата $\lambda_s = 3.622$, но она имеет очень слабую интенсивность. Область сильного возмущения, где расположены ударные волны, сосредоточена в сравнительно узком интервале автомодельной переменной $2 < \lambda < 10$. С ростом значения параметра μ энергия возмущения перераспределяется между ударными волнами, которые осуществля-

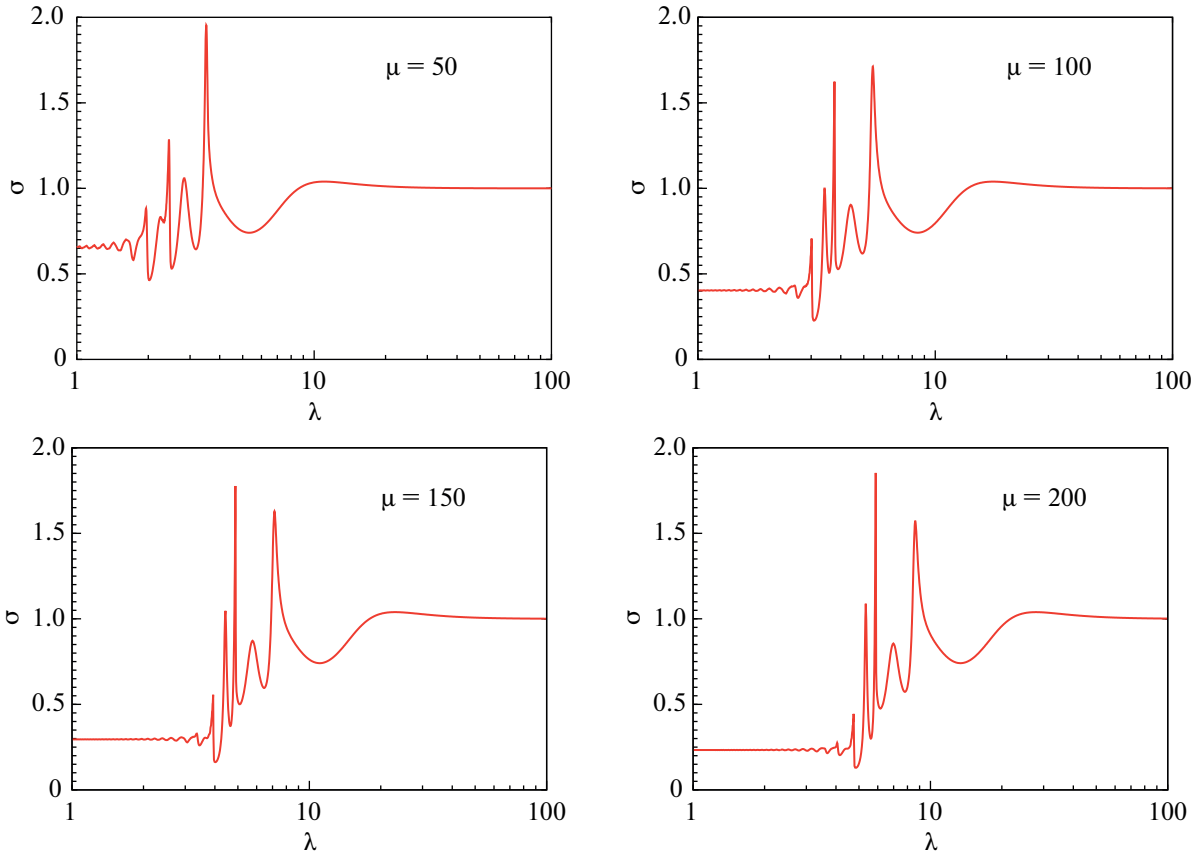

Рис. 2. Автомодельная функция σ(λ) для моделей с параметром μ, равным 50, 100, 150 и 200.

ют разгрузку этого возмущения. Угловой момент Λ(λ) (см. рис. 4), а также автомодельные функции Ψ(λ) (см. рис. 6) и h(λ) (см. рис. 7) остаются непрерывными на ударных волнах, как и следует из полученных нами условий Гюгонио (49) и (53). Остальные автомодельные функции на ударных волнах испытывают скачки.

Анализ рисунков позволяет заключить, что интенсивность первой (самой внешней) ударной волны постепенно падает, в то время как интенсивности внутренних ударных волн постепенно нарастают. Особенно это касается второй (промежуточной) ударной волны. Так, в случае μ = 200 основная энергия возмущения сосредоточена во второй ударной волне. Интересно отметить, что перед каждой ударной волной располагаются нелинейные предвестники, распространяющиеся впереди них. Особенно их хорошо видно на распределении w(λ) (см. рис. 5). При этом перед самой внешней ударной волной имеются сразу два таких предвестника, а предвестник перед самой внутренней ударной волной имеет слабую интенсивность.

Во внешней области перед ударными волнами автомодельное решение является гладким и при больших λ описывается асимптотическими выражениями, полученными в разделе 3.4. Во внутренней области за ударными волнами при малых λ автомодельное решение также переходит в соответствующую асимптотику при $\lambda \to 0$. По полученным результатам расчета непосредственной проверкой можно убедиться, что алгебраический интеграл углового момента (57) удовлетворяется во всей области изменения автомодельной переменной. В то же время алгебраический интеграл адиабатичности (61) строго совпадает с полученным решением только во внешней области до первой ударной волны.

В области за ударными волнами структура аккреционного диска становится существенно нестационарной. Распределение радиальной скорости u(λ) имеет колебательный характер и она много раз меняет знак (см. рис. 3). Это означает, что одни части диска движутся наружу ($v_r > 0$), а другие, наоборот, внутрь ($v_r < 0$). Сильные вариации испытывает и вертикальная структура диска. Автомодельная функция Ψ(λ), которая определяет вертикальную скорость (см. уравнения (11) и (37)), быстро изменяется во времени с явно выраженным колебательным характером (см. рис. 6).

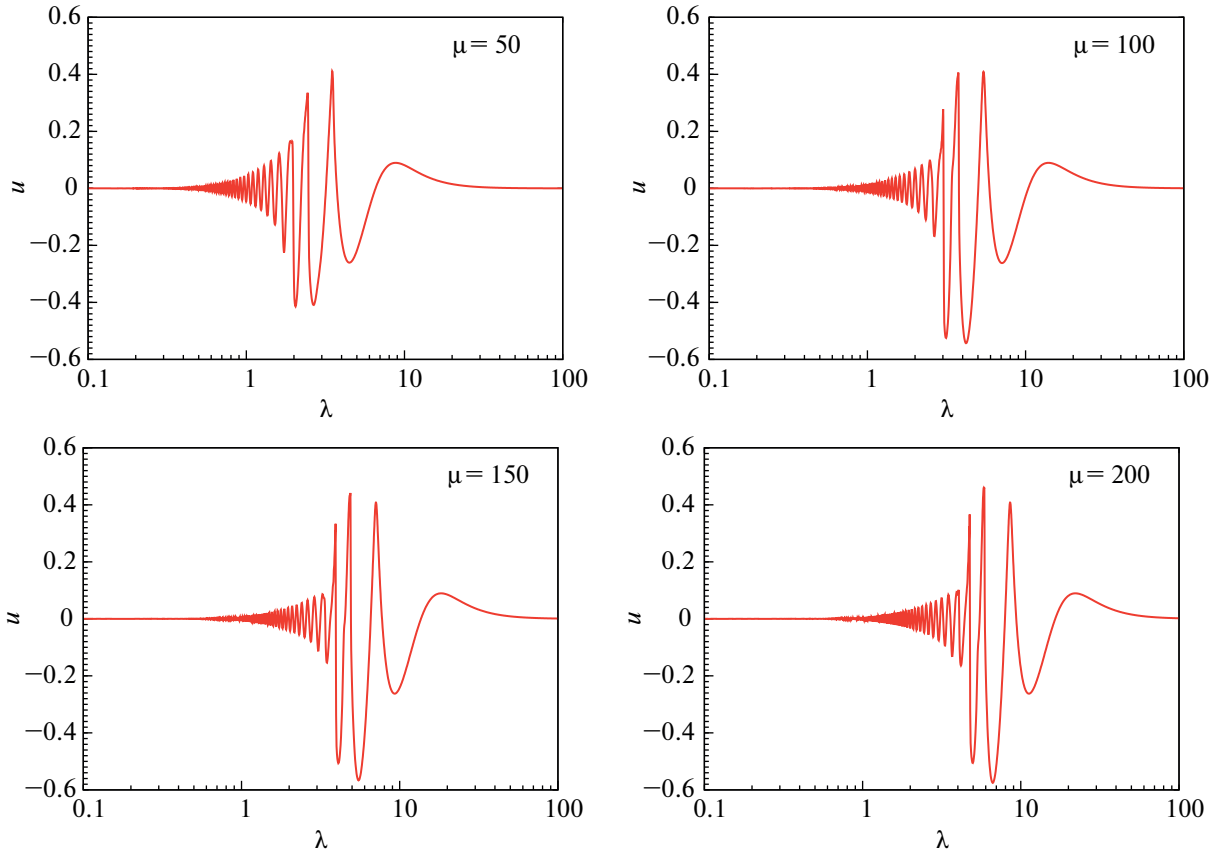

Рис. 3. Автомодельная функция $u(\lambda)$ для моделей с параметром μ, равным 50, 100, 150 и 200.

Это приводит к квазипериодическим изменениям полутолщины диска $h(\lambda)$ (см. рис. 7), амплитуда которых постепенно затухает.

После прохождения нелинейных и ударных волн в диске формируется новое стационарное состояние, в котором радиальная и вертикальная скорости равны нулю. Это новое состояние характеризуется более низкой плотностью, более высокой температурой и увеличенной толщиной диска. Анализ полученного решения (см. табл. 2) позволяет заключить, что в результате вертикального расширения диска плотность в плоскости симметрии во всех моделях (в модели с параметром $\mu = 50$ в 1.53 раза) падает более, чем в 2 раза по сравнению с невозмущенным состоянием.

5. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ОТКЛИК

Прохождение ударных волн по диску приводит к нагреву вещества. Новое стационарное состояние диска, которое начинает формироваться в его внутренней части за ударными волнами, характеризуется более высокой температурой. В результате светимость аккреционного диска резко возрастает. Это явление можно расценивать как электромагнитный отклик объекта на эффект слияния черных дыр и потерю массы за счет излучения гравитационных волн.

Болометрическую светимость аккреционного диска (если смотреть на него с одной стороны) можно рассчитать с помощью выражения

$$L(t) = 2\pi^2 \int_{r_g}^{\infty} drr\sigma_{SB} T_{eff}^4(r,t), \qquad (85)$$

где σ_{SB} – постоянная Стефана-Больцмана, T_{eff} – локальная (на данном радиусе r) эффективная температура. Эффективная температура T_{eff} не равна температуре в плоскости симметрии T, поскольку аккреционный диск в зоне B является оптически толстым и поэтому излучение идет от поверхностного слоя. При этом можно считать, что излучение диска в зоне B имеет планковский спектр. Температура вещества в этом поверхностном слое определяется процессами переноса тепловой энергии в вертикальном направлении от плоскости симметрии диска к его поверхности.

В геометрически тонком аккреционном диске для оценки эффективной температуры можно использовать простое приближение, в котором считается, что $T_{eff} = fT$, где коэффициент f опреде-

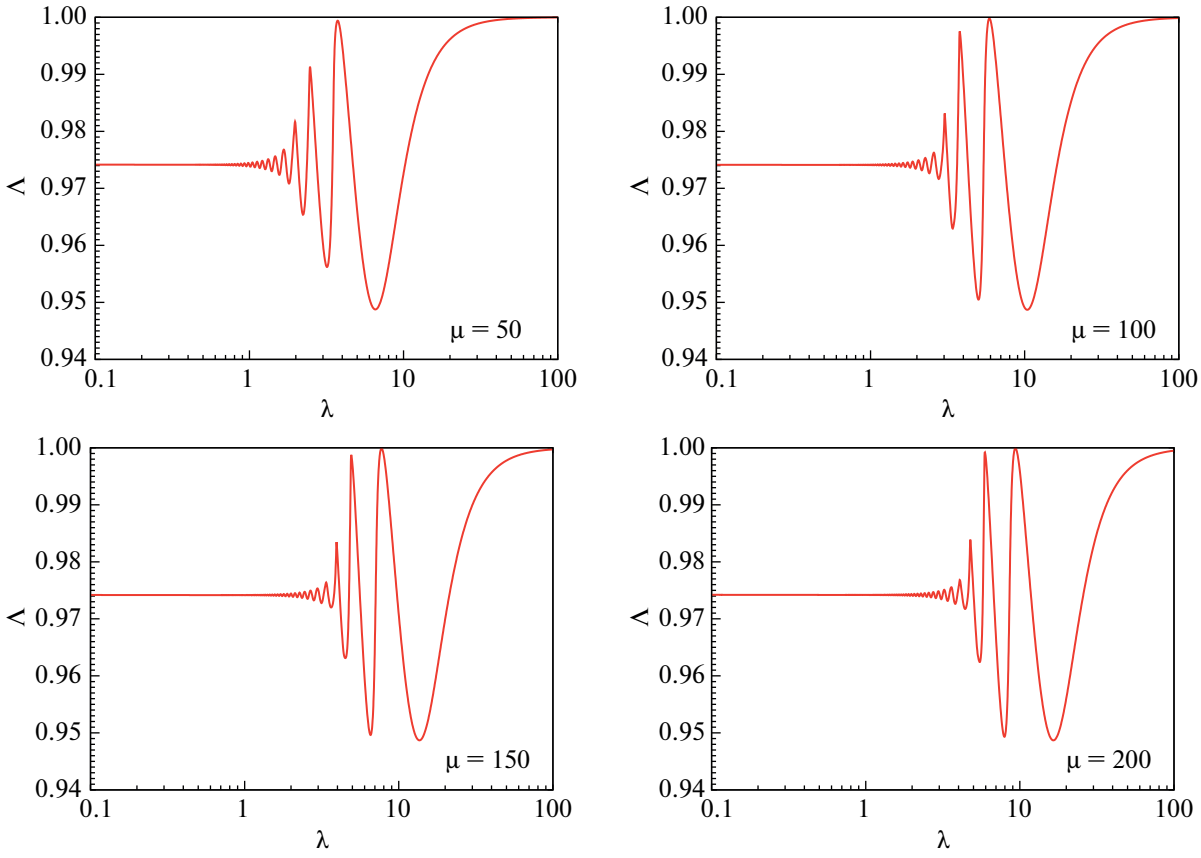

Рис. 4. Автомодельная функция Λ(λ) для моделей с параметром μ, равным 50, 100, 150 и 200.

ляется конкретным процессом переноса тепловой энергии в вертикальном направлении [12, 24]. Если перенос тепловой энергии осуществляется путем лучистой теплопроводности, то можно принять, что коэффициент $f = 0.1$. Если же перенос энергии в вертикальном направлении определяется конвекцией, то перепад температуры можно оценить величиной $f = 0.5$.

Светимость возмущенного аккреционного диска можно оценить с помощью построенного автомодельного решения. Температура в плоскости симметрии диска в автомодельном решении определяется выражением

$$T(r,t) = T_* \frac{r_*}{r} w(\lambda). \qquad (86)$$

Следовательно, болометрическая светимость (85) может быть представлена в виде

$$L(t) = 2\pi\sigma_{SB} f^4 T_*^4 r_*^2 \left(\frac{t_*}{t}\right)^{4/3} \int\limits_{(t_*/t)^{2/3}}^{\infty} \frac{w^4(\lambda)d\lambda}{\lambda^3}, \qquad (87)$$

где мы положили $r_d = r_*$. Интеграл по автомодельной переменной λ можно разбить на сумму двух интегралов по интервалам $(t_*/t)^{2/3} \le \lambda \le 1$ и $1 \le \lambda \le \infty$. В первом интеграле функцию $w(\lambda)$ с хорошей точностью можно заменить ее предельным при $\lambda \to 0$ значением w_0:

$$\int\limits_{(t_*/t)^{2/3}}^{1} \frac{w^4(\lambda)d\lambda}{\lambda^3} = \frac{w_0^4}{2}\left[\left(\frac{t}{t_*}\right)^{4/3} - 1\right]. \qquad (88)$$

Второй интеграл

$$I_\mu = \int\limits_1^{\infty} \frac{w^4(\lambda)d\lambda}{\lambda^3} \qquad (89)$$

не зависит от времени и может быть рассчитан на основе полученного автомодельного решения. Его конкретное значение определяется параметром μ (см. последний столбец табл. 2). В результате получаем следующее выражение

$$L(t) = 2\pi\sigma_{SB} f^4 T_*^4 r_*^2 \left(\frac{t_*}{t}\right)^{4/3} \left\{\frac{w_0^4}{2}\left[\left(\frac{t}{t_*}\right)^{4/3} - 1\right] + I_\mu\right\}. \qquad (90)$$

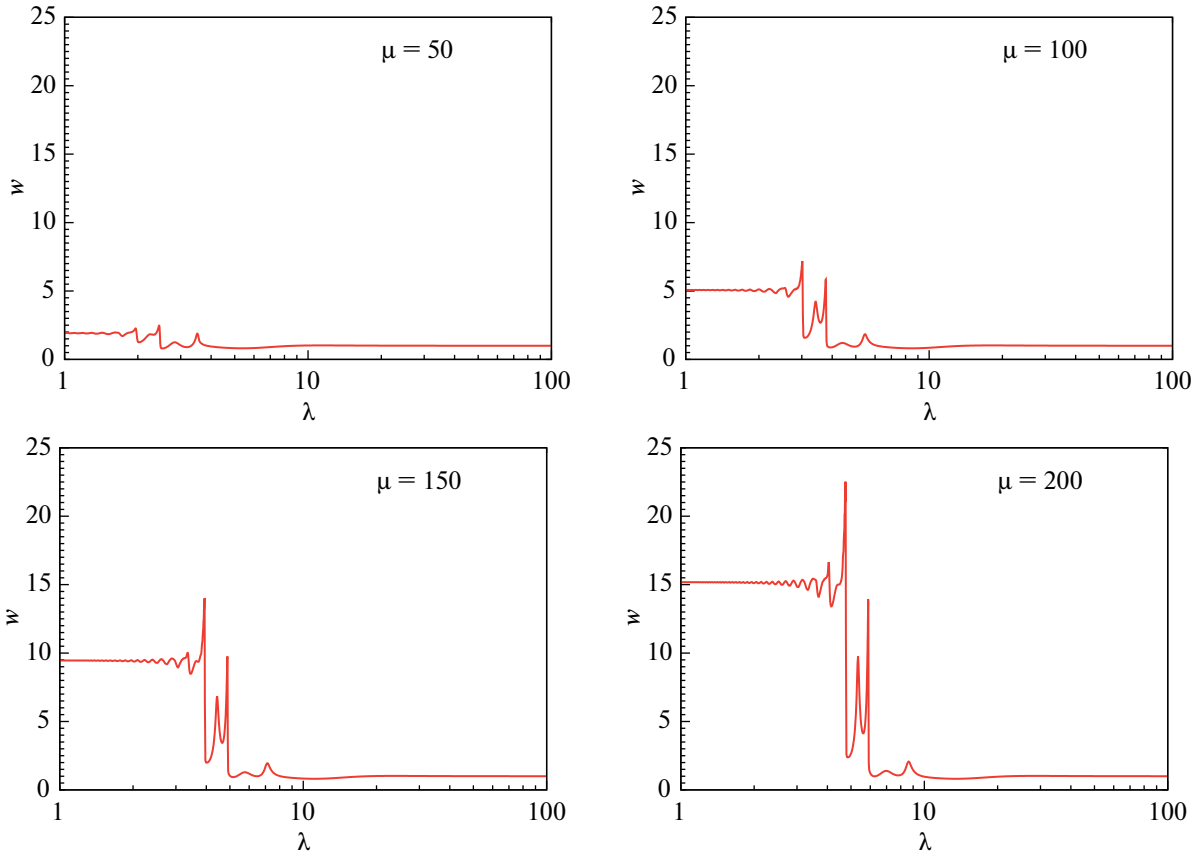

Рис. 5. Автомодельная функция $w(\lambda)$ для моделей с параметром μ, равным 50, 100, 150 и 200.

Эта функция монотонно возрастает со временем и в пределе $t \gg t_*$ стремится к постоянному значению

$$L_{\max} = \pi w_0^4 f^4 \sigma_{SB} T_*^4 r_*^2. \quad (91)$$

Полученные зависимости $L(t)$, нормированные на предельное значение $L_{\max}$, для моделей с различными параметрами μ показаны на рис. 8. Анализ этих кривых блеска позволяет заключить, что светимость возмущенного диска за время порядка нескольких характерных времен t_* (это составляет несколько секунд) достигает постоянного значения $L_{\max}$. Рост светимости определяется фактором w_0^4, значения которого для различных моделей приведены в табл. 2. С увеличением параметра μ интенсивность электромагнитного отклика существенно возрастает. Если в модели светимость возрастает всего на порядок, то в модели $\mu = 200$ рост светимости составляет уже более 4 порядков величины.

В дальнейшем нагретое вещество будет постепенно остывать за счет радиативного охлаждения и светимость возмущенного диска будет медленно уменьшаться. В гидродинамической модели и в автомодельном решении этот эффект мы не учитывали. Однако характерное время охлаждения $t_{\rm cool}$ нетрудно оценить [13]. Объемный коэффициент охлаждения в диффузионном приближении переноса излучения может быть записан в виде

$$\Lambda_{\rm cool} = \frac{4\sigma_{SB} T^4}{3\kappa\rho H^2}, \quad (92)$$

где κ – коэффициент непрозрачности, который в зоне B определяется томсоновским рассеянием. Поэтому характерное время охлаждения

$$t_{\rm cool} = \frac{\rho\varepsilon}{\Lambda_{\rm cool}}. \quad (93)$$

Из полученных результатов следует, что в точке $r = r_*$ характерное время охлаждения $t_{\rm cool}$ составляет несколько единиц t_* и в этой области охлаждение происходит достаточно быстро. Однако с увеличением расстояния время охлаждения $t_{\rm cool}$ становится бóльшим. Например, на расстоянии $r = 20r_*$ время охлаждения в несколько сотен раз превышает характерный временнóй масштаб задачи t_*.

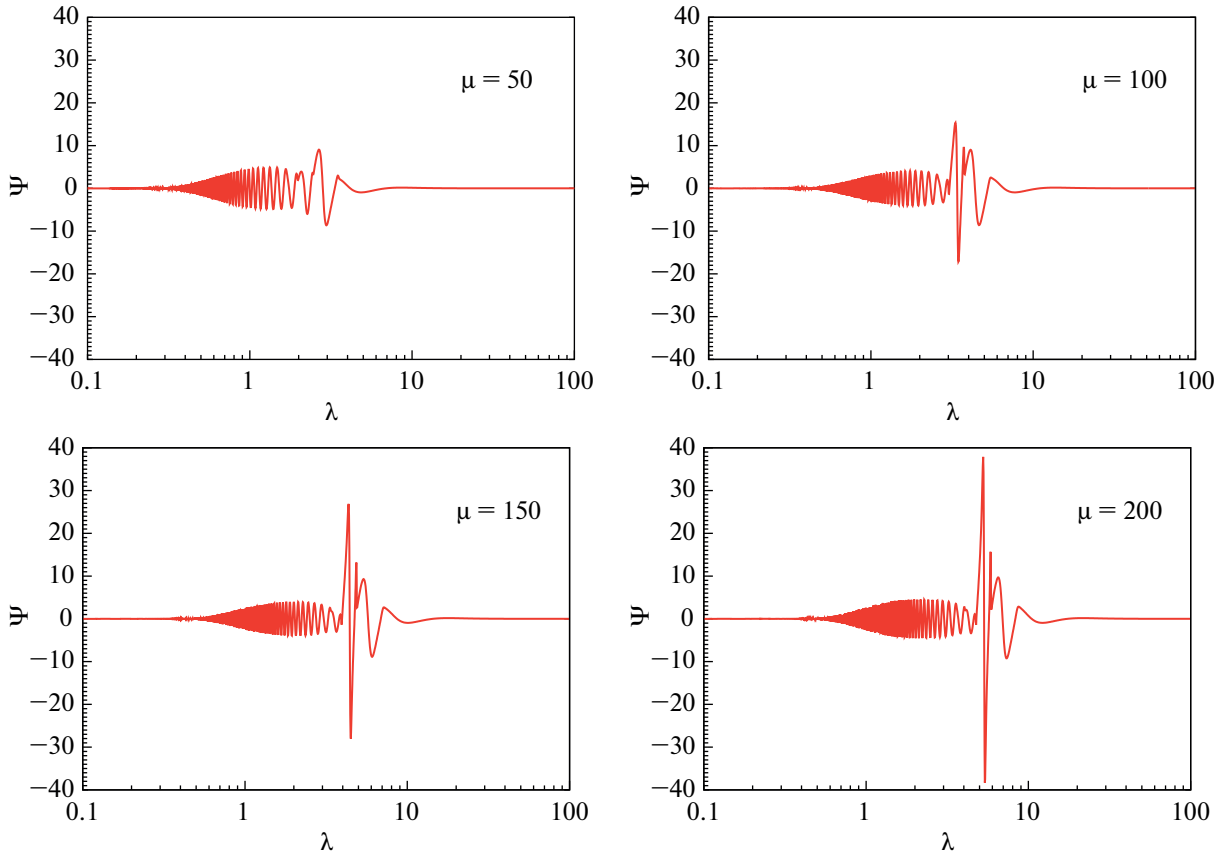

Рис. 6. Автомодельная функция Ψ(λ) для моделей с параметром μ, равным 50, 100, 150 и 200.

Спектральная плотность потока излучения с одной стороны диска в перпендикулярном направлении,

$$F_\nu(t) = 2\pi^2 \int_{r_d}^{\infty} drrB_\nu(T_{\rm eff}(r,t)), \qquad (94)$$

определяется функцией Планка

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2}\left(e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1\right)^{-1}, \qquad (95)$$

где ν – частота, h – постоянная Планка. Для расчета спектра электромагнитного излучения необходимо задавать параметры аккреционного диска, а также значения величин на его внутренней границе. Поэтому мы положили $r_d = r_*$ и для определенности задали значение параметра Шакуры–Сюняева $\alpha = 0.01$. Тогда температуру T_* на внутренней границе диска можно вычислять по формуле (3), где безразмерный темп аккреции $\dot{m}$ выражается через параметр μ из соотношения (28).

Полученные спектры электромагнитного излучения, соответствующие автомодельному решению, представлены на рис. 9. Спектры для радиативных дисков ($f = 0.1$) для различных моделей показаны на левой панели рис. 9, а для конвективных дисков ($f = 0.5$) на правой панели. При этом жирные линии описывают спектры возмущенных дисков, а тонкие линии соответствуют спектрам невозмущенных дисков. Значения потоков F_ν приведены в абсолютных величинах. Закрашенная вертикальная полоса указывает оптический диапазон спектра.

Как видно из рисунка, основная энергия излучения сосредоточена в диапазоне от 1 до 100 кэВ, что соответствует мягкому и жесткому рентгену. Кроме того, значительная доля энергии излучения приходит и в гамма-диапазоне (≥100 кэВ). В обоих случаях (радиативные и конвективные диски) максимальный поток излучения в процессе вспышки возрастает, как правило, на два порядка величины. При этом частота, на которой достигается максимум, смещается в область высоких частот. В случае конвективных дисков поток излучения на два порядка величины превышает поток от радиативных дисков. Кроме того, максимальное значение потока от конвективных дисков по сравнению с радиативными дисками

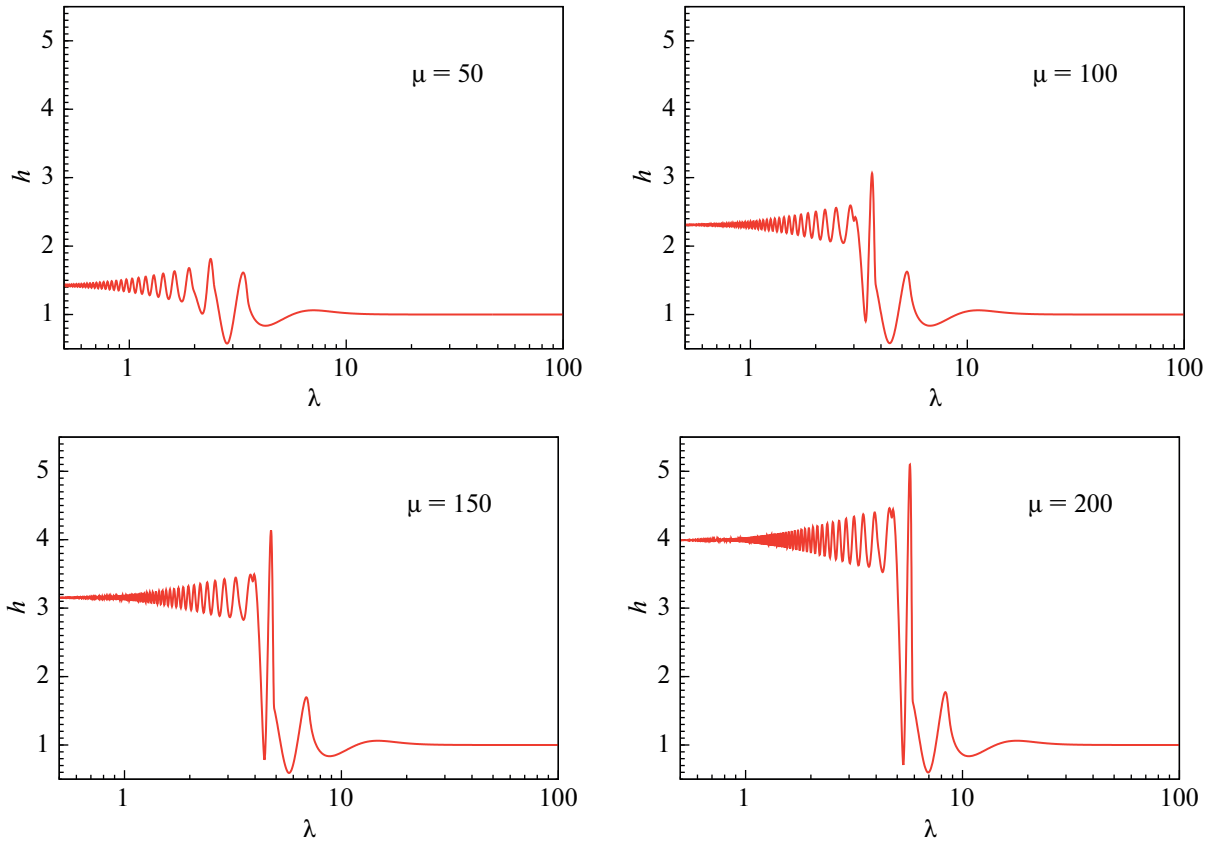

Рис. 7. Автомодельная функция $h(\lambda)$ для моделей с параметром μ, равным 50, 100, 150 и 200.

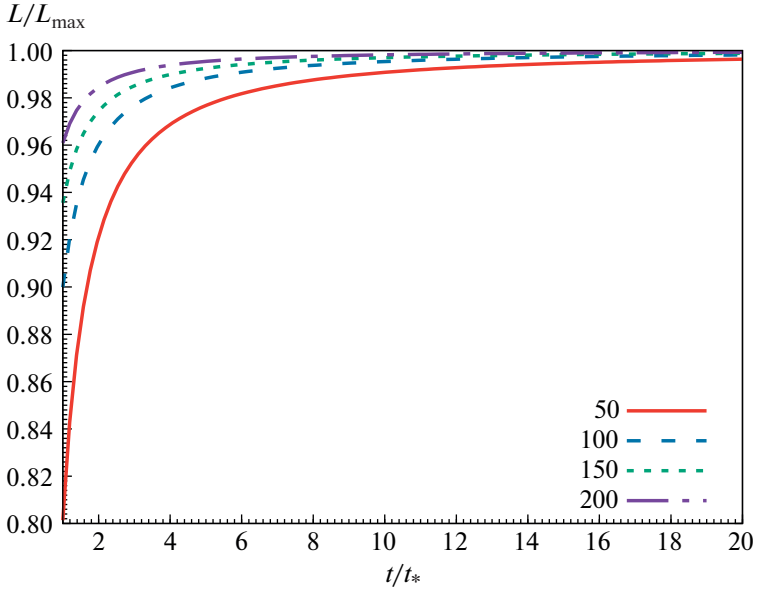

Рис. 8. Автомодельная зависимость болометрической светимости от времени $L(t)$ для моделей с параметрами μ, равными 50, 100, 150 и 200.

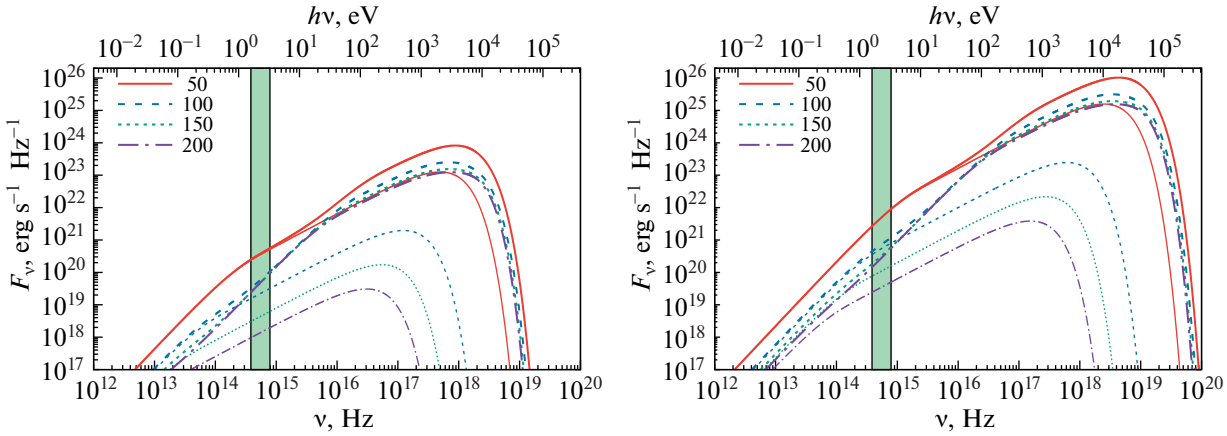

Рис. 9. Спектры электромагнитного излучения F_ν, полученные из автомодельного решения для радиативного (слева) и конвективного (справа) дисков. Жирные линии описывают спектры возмущенных дисков, а тонкие линии описывают соответствующие спектры невозмущенных дисков. Закрашенной полосой показан оптический диапазон спектра.

смещено в область жесткого рентгеновского излучения. В видимой области спектра поток излучения возрастает примерно на порядок. При этом наибольший относительный эффект вспышки проявляется для наибольшего значения параметра $\mu = 200$. Поэтому следует ожидать, что в случае слияния сверхмассивных черных дыр поток излучения от возмущенного аккреционного диска должен возрастать в существенно большей степени, в том числе и в оптическом диапазоне спектра.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели одну возможность электромагнитного отклика от слияния двух черных дыр. Сценарий основан на предположении, что двойная черная дыра окружена аккреционным диском. При слиянии черных дыр масса продукта уменьшается за счет излучения гравитационных волн. В результате аккреционный диск получает некоторую дополнительную энергию, достаточную, чтобы вывести его из равновесного состояния. Возмущение диска приводит к формированию в нем нелинейных и ударных волн высокой интенсивности, распространяющихся из центральной области на периферию. Ударные волны нагревают вещество, что приводит к резкому росту потока электромагнитного излучения от диска. В рамках такой модели оказывается возможным рассчитать кривую блеска, спектральную плотность потока излучения, а также оценить характерную продолжительность вспышки. Результаты расчетов показывают, что в случае объекта GW170814 всплеск светимости от аккреционного диска может оказаться вполне достаточным для регистрации этого отклика современными наблюдательными инструментами.

В работе исследовано автомодельное решение, описывающее эволюцию возмущенного аккреционного диска после слияния черных дыр и потери массы. При этом показатель автомодельности оказывается равным 2/3. Решение описывает структуру возмущенного диска в области (так называемая зона B), в которой доминирует газовое давление, а непрозрачность вещества определяется процессами томсоновского рассеяния электронов. В отличие от нашей предыдущей работы [13] в данной статье мы учли эффект, обусловленный адиабатическим охлаждением диска. Для построения автомодельного решения мы использовали результаты численного моделирования. Из автомодельных уравнений получены алгебраические интегралы углового момента и адиабатичности, выражающие соответствующие законы сохранения. Алгебраический интеграл углового момента удовлетворяется во всей области изменения автомодельной переменной. Алгебраический интеграл адиабатичности удовлетворяется только в областях гладкости решения, поскольку на ударных волнах энтропия испытывает скачок. Мы также нашли асимптотические соотношения для автомодельных функций, описывающие как развитие начального возмущения, так и переход диска к новому стационарному состоянию.

С помощью полученного автомодельного решения задачи можно приближенно оценивать величину электромагнитного отклика гравитационно-волнового события без проведения трудоемких численных расчетов. Анализ полученных автомодельных решений показывает, что для параметров, соответствующих событию GW170814, рост светимости диска может составить от одного до четырех порядков величины. В видимой области спектра поток излучения возрастает пример-

но на порядок. Этого может оказаться вполне достаточно для регистрации этого отклика современными наблюдательными инструментами.

Следует подчеркнуть, что интенсивность электромагнитного отклика существенно возрастает с увеличением числа Маха на внутренней границе диска. Мы рассматривали случай слияния черных дыр звездной массы, для которых характерное значение этого параметра составляет порядка сотни. Для сверхмассивных черных дыр этот параметр может быть существенно больше. Поэтому следует ожидать, что в случае слияния сверхмассивных черных дыр поток электромагнитного излучения от возмущенного аккреционного диска должен возрастать в существенно большей степени, в том числе и в оптическом диапазоне спектра.

Приложение А

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Для численного решения уравнений (12)–(15), (17), (20) удобно переписать их в безразмерном виде. Для этого в качестве размерных масштабов выберем следующие величины: $r_0 = r_*$, $v_0 = c_*$, $t_0 = r_*/c_*$, $\rho_0 = \rho_*$, $P_0 = \rho_* c_*^2$, $\varepsilon_0 = c_*^2$, $T_0 = T_*$. В целях упрощения записи при описании численной модели безразмерные величины будем обозначать теми же символами, что и соответствующие размерные величины.

Для реализации численного метода решения этой системы уравнений необходимо перейти к массовой лагранжевой переменной. Однако наличие дополнительного члена $\rho\psi$ в уравнении непрерывности (12) приводит к тому, что масса столба жидкости единичной высоты не сохраняется:

$$\frac{d}{dt}\int_0^r \rho r dr \neq 0. \tag{A1}$$

Поэтому использовать эту величину в качестве массовой лагранжевой переменной нельзя. Чтобы преодолеть эту проблему наряду с реальной жидкостью с плотностью ρ, которая удовлетворяет уравнению (12), будем рассматривать некую дополнительную виртуальную жидкость с плотностью $\tilde{\rho}$, удовлетворяющей уравнению

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\tilde{\rho} v_r) = 0. \tag{A2}$$

Очевидно, что такая виртуальная жидкость описывает тот же самый диск, но в любой момент времени находящийся в строгом вертикальном гидростатическом равновесии.

В этом случае можно ввести массовую лагранжеву переменную следующего вида:

$$q = \int_0^r \tilde{\rho} r dr. \tag{A3}$$

При этом оказываются справедливыми соотношения:

$$\frac{\partial}{\partial r} = r\tilde{\rho}\frac{\partial}{\partial q}, \quad \frac{1}{\tilde{\rho}} = r\frac{\partial r}{\partial q}. \tag{A4}$$

В лагранжевых переменных уравнение (A2) примет вид:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\tilde{\rho}}\right) = \frac{\partial}{\partial q}(r v_r), \tag{A5}$$

где полная производная по времени определена как

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_r\frac{\partial}{\partial r}. \tag{A6}$$

Обозначим через η отношение плотностей реальной и виртуальной жидкостей,

$$\eta = \frac{\rho}{\tilde{\rho}}. \tag{A7}$$

С учетом этого второе соотношение в (A4) можно переписать в виде

$$\eta = \rho r\frac{\partial r}{\partial q}. \tag{A8}$$

Тогда система уравнений (12)–(15), (17), (20), примет следующий вид:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\rho}\right) = \frac{1}{\eta}\frac{\partial}{\partial q}(r v_r) + \frac{\psi}{\rho}, \tag{A9}$$

$$\frac{dv_r}{dt} = -\frac{r}{\eta}\frac{\partial P}{\partial q} + \frac{v_\varphi^2}{r} - (1-\xi)\frac{\mu^2}{r^2}, \tag{A10}$$

$$\frac{dv_\varphi}{dt} = -\frac{v_r v_\varphi}{r}, \tag{A11}$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{P}{\eta}\frac{\partial}{\partial q}(r v_r) - \frac{P}{\rho}\psi, \tag{A12}$$

$$\frac{d\psi}{dt} = -\psi^2 + \frac{P}{\rho H^2} - (1-\xi)\frac{\mu^2}{r^3}, \tag{A13}$$

$$\frac{dH}{dt} = \psi H, \tag{A14}$$

$$\frac{dr}{dt} = v_r, \tag{A15}$$

$$P = \rho T, \tag{A16}$$

$$\varepsilon = \frac{T}{\gamma - 1}. \tag{A17}$$

Введем в расчетной области в системе координат, связанной с массовой лагранжевой координатой q, разностную сетку, структура которой определяется распределением координат узлов q_i, где индекс $i = 0, 1, ..., N$. Шаг сетки $\Delta q_{i+1/2} = q_{i+1} - q_i$ выбирался таким образом, чтобы в логарифмическом масштабе расстояния между соседними узлами были одинаковыми, $\ln(q_{i+1}/q_i) = \text{const}$. Будем в момент времени t^n радиальную координату r и скорости v_r, v_φ относить к узлам сетки: r_i^n, $v_{r,i}^n$, $v_{\varphi,i}^n$, а термодинамические величины ρ, P, ε, T а также величины η, ψ, H относить к центрам ячеек, которые нумеруются полуцелыми индексами: $\rho_{i+1/2}^n$, $P_{i+1/2}^n$, $\varepsilon_{i+1/2}^n$, $T_{i+1/2}^n$, $\eta_{i+1/2}^n$, $\psi_{i+1/2}^n$, $H_{i+1/2}^n$ [38]. Для упрощения дальнейших записей будем использовать следующие обозначения для операторов конечных разностей:

$$(\Delta_t f)^{n+1/2} = \frac{f^{n+1} - f^n}{\Delta t}, \quad (\Delta_q f)_{i+1/2} = \frac{f_{i+1} - f_i}{\Delta q_{i+1/2}}, \quad (\Delta_q f)_i = \frac{f_{i+1/2} - f_{i-1/2}}{\Delta q_i}, \tag{A18}$$

где обозначено $\Delta q_i = (\Delta q_{i+1/2} + \Delta q_{i-1/2})/2$. При этом всюду, где это не вызывает недоразумений, индексы у операторов можно опускать.

Выписанные выше уравнения можно аппроксимировать следующей разностной схемой:

$$\Delta_t \frac{1}{\rho_{i+1/2}} = \frac{1}{\eta_{i+1/2}^{n+1/2}} [\Delta_q (r^{n+1/2} v_r^{n+1/2})]_{i+1/2} + \frac{\psi_{i+1/2}^{n+1/2}}{\rho_{i+1/2}^{n+1/2}}. \tag{A19}$$

$$\Delta_t V_{r,i} = -\frac{r_i^{n+1/2}}{\eta_i^{n+1/2}} (\Delta_q \Pi^{n+\sigma})_i + \frac{(v_{\varphi,i}^{n+1/2})^2}{r_i^{n+1/2}} - (1 - \xi) \frac{\mu^2}{r_i^{n+1} r_i^n}. \tag{A20}$$

$$\Delta_t V_{\varphi,i} = -\frac{v_{r,i}^{n+1/2} v_{\varphi,i}^{n+1/2}}{r_i^{n+1/2}}, \tag{A21}$$

$$\Delta_t \varepsilon_{i+1/2} = -\frac{\Pi_{i+1/2}^{n+\sigma}}{\eta_{i+1/2}^{n+1/2}} [\Delta_q (r^{n+1/2} v_r^{n+1/2})]_{i+1/2} - \frac{P_{i+1/2}^{n+1/2} \psi_{i+1/2}^{n+1/2}}{\rho_{i+1/2}^{n+1/2}}. \tag{A22}$$

$$\Delta_t r_i = v_{r,i}^{n+1/2}, \tag{A23}$$

$$\Delta_t \psi_{i+1/2} = -(\psi_{i+1/2}^{n+1/2})^2 + \frac{P_{i+1/2}^{n+1/2}}{\rho_{i+1/2}^{n+1/2} (H_{i+1/2}^{n+1/2})^2} - (1 - \xi) \frac{\mu^2}{(r_{i+1/2}^{n+1/2})^3}, \tag{A24}$$

$$\Delta_t H_{i+1/2} = \psi_{i+1/2}^{n+1/2} H_{i+1/2}^{n+1/2}, \tag{A25}$$

$$P_{i+1/2}^{n+1} = \rho_{i+1/2}^{n+1} T_{i+1/2}^{n+1}, \tag{A26}$$

$$\varepsilon_{i+1/2}^{n+1} = \frac{T_{i+1/2}^{n+1}}{\gamma - 1}, \tag{A27}$$

$$\eta_{i+1/2}^{n+1} = \frac{1}{2} \rho_{i+1/2}^{n+1} [\Delta_q (r^{n+1})^2]_{i+1/2}, \tag{A28}$$

$$\Pi_{i+1/2}^{n+1} = P_{i+1/2}^{n+1} + \omega_{i+1/2}^{n+1}, \tag{A29}$$

$$\omega_{i+1/2}^{n+1} = \Omega(\rho_{i+1/2}^{n+1}, r_i^{n+1}, r_{i+1}^{n+1}, v_i^{n+1}, v_{i+1}^{n+1}), \tag{A30}$$

где обозначено

$$\Pi_{i+1/2}^{n+\sigma} = \sigma \Pi_{i+1/2}^{n+1} + (1 - \sigma) \Pi_{i+1/2}^n, \tag{A31}$$

$$r_{i+1/2} = \frac{1}{2}(r_i + r_{i+1}). \tag{A32}$$

Параметр σ характеризует степень неявности схемы и изменяется в пределах от 0 до 1. Этим параметром определяется порядок аппроксимации по времени. В случае $\sigma = 1/2$ схема имеет второй порядок аппроксимации по Δt, а в остальных случаях первый. Величина ω описывает искусственную вязкость, необходимую для более корректного описания решений с ударными волнами и контактными разрывами. Явный вид функции Ω определяется конкретной моделью искусственной вязкости. В наших расчетах использовалась линейная вязкость вида

$$\omega = -\frac{\nu \rho}{2} \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} - \left| \frac{\partial v_r}{\partial r} \right| \right), \tag{A33}$$

где коэффициент $\nu_{i+1/2} = \nu_0 \Delta q_{i+1/2}$. Значение ν_0 задавалось в диапазоне от 3 до 5. Система алгебраических уравнений (A19)–(A30) является нелинейной. Для ее решения используется комбинация метода Ньютона и метода прогонки.

Можно показать, что эта разностная схема является полностью консервативной [38] в том смысле, что она обеспечивает не только баланс полной энергии, но и отдельных ее видов (тепловой, кинетической, вращательной и гравитационной). Кроме того, нетрудно показать, что в данной схеме выполняется разностное соотношение

$$\Delta_t (r_i v_{\varphi,i}) = 0, \tag{A34}$$

описывающее закон сохранения углового момента $l = r v_\varphi$. Это означает, что имеет место равенство

$$r_i^n v_{\varphi,i}^n = r_i^0 v_{\varphi,i}^0 = l_i, \tag{A35}$$

где l_i – сеточная функция для удельного углового момента. Отсюда следует, что

$$v_{\varphi,i}^n = \frac{l_i}{r_i^n}. \tag{A36}$$

Приложение B

АСИМПТОТИКА АВТОМОДЕЛЬНОГО РЕШЕНИЯ

Более детальный анализ асимптотического поведения автомодельных функций в пределе при $\lambda \to \infty$ можно провести на основе их представления вида

$$f = f_\infty + \frac{f_3}{\lambda^3} + \frac{f_4}{\lambda^4} + \frac{f_5}{\lambda^5} + \frac{f_6}{\lambda^6}. \quad \text{(B1)}$$

Здесь $f = f(\lambda)$ обозначает одну из автомодельных функций σ, u, Λ, w, Ψ и h. Свободный член f_∞ равен нулю для функций u, Ψ и единице для остальных функций. Константы f_3, f_4, f_5 и f_6 для каждой функции подлежат определению.

Подставляя эти выражения в автомодельные уравнения (40)–(45), раскладывая в ряд по степеням малого параметра $1/\lambda$ и собирая затем члены при одинаковых степенях этого параметра, приходим к следующему. Значения констант f_3 совпадают с теми, что мы нашли на основе непосредственного асимптотического анализа исходных уравнений:

$$\sigma_3 = \frac{1}{2}k_d\xi\mu^2, \quad u_3 = \xi\mu^2, \quad \Lambda_3 = -\frac{1}{4}\xi\mu^2, \quad \text{(B2)}$$

$$w_3 = \frac{1}{2}\xi\mu^2, \quad \Psi_3 = \xi\mu^2, \quad h_3 = 0. \quad \text{(B3)}$$

Константы $f_4 = 0$, $f_5 = 0$. Значения констант f_6 определяются выражениями

$$\sigma_6 = \frac{1}{24}[(k_d+3)(3k_d+4)\xi\mu^2 - (k_d+5)\mu^2 + 5(k_d+1)(k_d+4)]\xi\mu^2, \quad \text{(B4)}$$

$$u_6 = \frac{1}{6}[4\xi\mu^2 - \mu^2 + 5(k_d+1)]\xi\mu^2, \quad \text{(B5)}$$

$$\Lambda_6 = -\frac{1}{96}[23\xi\mu^2 - 2\mu^2 + 10(k_d+1)]\xi\mu^2, \quad \text{(B6)}$$

$$w_6 = \frac{1}{24}[4(3\gamma+1)\xi\mu^2 - (5\gamma-4)\mu^2 + 5(4\gamma-3)(k_d+1)]\xi\mu^2, \quad \text{(B7)}$$

$$\psi_6 = \frac{1}{6}(4\xi\mu^2 + \mu^2)\xi\mu^2, \quad \text{(B8)}$$

$$h_6 = \frac{1}{24}[2\mu^2 - 5(k_d+1)]\xi\mu^2. \quad \text{(B9)}$$

Приложение C

ОСОБЫЕ ТОЧКИ

В системе автомодельных уравнений (40)–(45) уравнения для углового момента Λ (42), для функции Ψ (44) и функции h (45) уже разрешены относительно соответствующих производных. Остальные уравнения после ряда простых манипуляций могут быть переписаны в виде:

$$(V^2 - W)\frac{d\ln\sigma}{d\ln\lambda} = X, \quad \text{(C1)}$$

$$(V^2 - W)\frac{du}{d\ln\lambda} = Y, \quad \text{(C2)}$$

$$(V^2 - W)\frac{d\ln w}{d\ln\lambda} = Z, \quad \text{(C3)}$$

где

$$X = Q - (2-k_d)uV - \frac{k_d(\gamma-1)-1}{\gamma}\frac{uW}{V} - \Psi V, \quad \text{(C4)}$$

$$Y = \Psi W + \frac{2\gamma - k_d - 1}{\gamma}uW - QV, \quad \text{(C5)}$$

$$Z = (\gamma-1)Q - (2\gamma-3)uV + \frac{k_d(\gamma-1)-1}{\gamma}\frac{uW}{V} - (\gamma-1)\Psi V, \quad \text{(C6)}$$

$$Q = u(u-1) - \frac{k_d+1}{\gamma}W - (\mu^2 - k_d - 1)\frac{\Lambda^2}{\lambda^3} + (1-\xi)\frac{\mu^2}{\lambda^3}. \quad \text{(C7)}$$

Система обыкновенных дифференциальных уравнений (C1)–(C3) содержит особую точку (или даже несколько особых точек) λ_c, в которой коэффициенты $V^2 - W$ при производных обращаются в нуль. Если производные в особой точке остаются непрерывными, то правые части уравнений (C1)–(C3) также должны обращаться в нуль. При этом, очевидно, что они обращаются в нуль все одновременно, поскольку с учетом соотношения $V_c^2 = W_c$, выполняются условия

$$X_c W_c = -Y_c V_c, \quad Z_c W_c = -(\gamma-1)Y_c V_c. \quad \text{(C8)}$$

Постоянному значению автомодельной переменной $\lambda = \lambda_c$ соответствуют положение особой точки в пространстве

$$r_c = \lambda_c r_* \left(\frac{t}{t_*}\right)^\delta \quad \text{(C9)}$$

и скорость

$$v_c = \frac{dr_c}{dt} = \delta\frac{r_c}{t}. \quad \text{(C10)}$$

Поэтому условие $V_c^2 = W_c$ в исходных размерных величинах принимает вид

$$(v_r - v_c)^2 = \frac{\gamma P}{\rho}. \quad \text{(C11)}$$

Из этого соотношения следует, что скорость особой точки v_c относительно частиц газа равна местной скорости звука. Поскольку скорость ударной волны D относительно частиц газа является сверхзвуковой, то особая точка располагается за фронтом ударной волны. Если в решении присутствуют несколько ударных волн, то за каждой из них будет располагаться особая точка.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 19-29-11013).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Г.С. Бисноватого-Когана (Институт космических исследований РАН) за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, et al.*, Astrophys. J. Letters **818**, id. L22 (2016).
2. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, *Теория поля* (М.: Физматлит, 2012).
3. *C. W. Misner, K. S. Thorne, and J. A. Wheeler*, *Gravitation* (San Francisco: W. H. Freeman, 1973).
4. *J. P. A. Clark and D. M. Eardley*, Astrophys. J. **215**, 311 (1977).
5. *A. V. Tutukov and L. R. Yungelson*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **260**, 675 (1993).
6. *V. M. Lipunov, K. A. Postnov, and M. E. Prokhorov*, Astron. Letters **23**, 492 (1997).
7. *B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, id. 241103 (2016).
8. *B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, et al.*, Phys. Rev. Lett. **118**, id. 221101 (2017).
9. *B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, et al.*, Astrophys. J. Letters **851**, id. L35 (2017).
10. *B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, et al.*, Phys. Rev. Lett. **119**, id. 141101 (2017).
11. *B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, et al.*, Phys. Rev. X **9**, id. 031040 (2019).
12. *Д. В. Бисикало, А. Г. Жилкин, Е. П. Курбатов*, Успехи физ. наук **189**, 1213 (2019).
13. *D. V. Bisikalo and A. G. Zhilkin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **494**, 5520 (2020).
14. *A. Peres*, Phys. Rev. **128**, 2471 (1962).
15. *J. D. Bekenstein*, Astrophys. J. **183** 657 (1973).
16. *N. Bode and S. Phinney*, in American Physical Society, APS April Meeting, April 14–17, 2007, Abstracts (Washington, DC: American Physical Society, 2007), id. S1.010.
17. *M. Megevand, M. Anderson, J. Frank, E. W. Hirschmann, L. Lehner, S. L. Liebling, P. M. Motl, and D. Neilsen*, Phys. Rev. D **80**, id. 024012 (2009).
18. *B. Kocsis and A. Loeb*, Phys. Rev. Lett. **101**, id. 041101 (2008).
19. *А. М. Черепащук*, Успехи физ. наук **186**, 1001 (2016).
20. *L. R. Corrales, Z. Haiman, and A. MacFadyen*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **404**, 947 (2010).
21. *M. J. Fitchett*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **203**, 1049 (1983).
22. *H. Pietilä, P. Heinamaki, S. Mikkola, and M. J. Valtonen*, Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy **62**, 377 (1995).
23. *S. E. de Mink and A. King*, Astrophys. J. Letters **839**, id. L7 (2017).
24. *Д. В. Бисикало, А. Г. Жилкин, Е. П. Курбатов*, Астрон. журн. **96**, 3 (2019).
25. *F. Pretorius*, Phys. Rev. Lett. **95**, id. 121101 (2005).
26. *M. Campanelli, C. O. Lousto, P. Marronetti, and Y. Zlochower*, Phys. Rev. Lett. **96**, id. 111101 (2006).
27. *J. G. Baker, J. Centrella, Dae-Il Choi, M. Koppitz, and J. van Meter*, Phys. Rev. Lett. **96**, id. 111102 (2006).
28. *M. I. Cohen, J. D. Kaplan, and M. A. Scheel*, Phys. Rev. D **85**, id. 024031 (2012).
29. *P. Artymowicz and S. H. Lubow*, Astrophys. J. **421**, 651 (1994).
30. *D. B. Bowen, V. Mewes, S. C. Noble, M. Avara, M. Campanelli, and J. H. Krolik*, Astrophys. J. **879**, id. 76 (2019).
31. *П. В. Кайгородов, Д. В. Бисикало, А. М. Фатеева, А. Ю. Сытов*, Астрон. журн. **87**(12), 1170 (2010).
32. *А. Ю. Сытов, П. В. Кайгородов, А. М. Фатеева, Д. В. Бисикало*, Астрон. журн. **88**, 862 (2011).
33. *N. I. Shakura and R. A. Sunyaev*, Astron. and Astrophys. **24**, 337 (1973).
34. *V. M. Lipunov, G. Borner, and R. S. Wadhwa*, *Astrophysics of Neutron Stars* (Springer, 1992).
35. *J. M. Bardeen*, Nature **226**, 64 (1970).
36. *K. S. Thorne*, Astrophys. J. **191**, 507 (1974).
37. *L.-X. Li and B. Paczynski*, Astrophys. J. Letters **534**, L197 (2000).
38. *A. A. Samarskii and I. P. Popov*, *Difference methods for solving problems of gas dynamics* (2nd revised and enlarged edition) (Moscow: Nauka, 1980).
39. *D. V. Bisikalo and A. G. Zhilkin*, Ann. Brazilian Acad. Sci. **93** (Suppl. 1), e20200801 (2021).
40. *L. I. Sedov*, *Similarity and dimensional methods in mechanics* (Moscow: Mir Publ., 1982).

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2021, том 98, № 11, с. 922–928

ВЛИЯНИЕ НЕТОЧНОСТИ НОРМИРОВКИ ТРАНЗИТНЫХ КРИВЫХ БЛЕСКА НА РЕЗУЛЬТАТЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

© 2021 г. М. К. Абубекеров[1, *], Н. Ю. Гостев[1, **]

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

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

***E-mail: ngostev@mail.ru*

Поступила в редакцию 27.05.2021 г.
После доработки 15.07.2021 г.
Принята к публикации 27.07.2021 г.

В работе на примере транзитных кривых блеска Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b, Kepler-8b исследуется влияние неточности первичной нормировки наблюдаемых транзитных кривых блеска двойных систем на значения геометрических параметров и коэффициентов потемнения к краю. Показано, что вариация значения радиуса планеты и радиус звезды, вследствие неточности нормировки транзитной кривой блеска, может достигать 6–10%. Также неточность нормировки может оказывать значительное влияние на невязку χ^2 и, как следствие, на уровень значимости модели.

Ключевые слова: экзопланеты, кривые блеска, внезатменный блеск, геометрические параметры двойной, радиус экзопланеты и звезды, наклонение орбиты

DOI: 10.31857/S0004629921110025

1. ВВЕДЕНИЕ

Часто исследователи при интерпретации кривой блеска упускают из внимания точность ее нормировки, или среднее значение внезатменного блеска. При этом в качестве значения внезатменного блеска берутся лишь данные первичной обработки наблюдательных данных, в ходе которой не используется значительная часть информации, содержащейся в кривой блеска. В ряде случаев это заметно влияет на решение о принятии или отвержении модели, а также на сами значения геометрических параметров двойной системы и коэффициентов потемнения к краю, причем такое влияние носит нефизический характер. Соответственно, это влияние может мешать делать выводы о физических факторах, оказывающих аналогичное влияние.

Транзитные кривые блеска, возникающие в результате прохождения небесного тела по диску другого небесного объекта, содержат важную информацию не только о геометрических параметрах двойной системы (радиуса звезды, радиуса планеты, наклонение орбиты), но и коэффициенты потемнения к краю, которые косвенно содержат важную информацию об атмосфере звезды. Также часто встает вопрос об адекватности классической модели потемнения к краю наблюдательным данным, в частности, ввиду различных неоднородных структур на поверхности звезды.

В данной работе авторы выполнили исследование влияния возможной ошибки нормировки внезаметнного блеска двойной системы звезда–планета на результаты оптимизации, а именно, на значения параметров двойной системы, а также на значение минимума невязки χ^2. В качестве наблюдательного материала использовались высокоточные кривые блеска двойных звездных систем с экзопланетами Kepler-5b [1], Kepler-6b [2], Kepler-7b [3] и Kepler-8b [4].

2. МЕТОД ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Метод интерпретации наблюдаемых транзитных кривых блеска двойной системы с экзопланетой основан на алгоритме высокоточного вычисления блеска при транзите планеты по диску звезды, описанному в цикле работ [5–10].

Использовалась модель двух сферических звезд на круговой орбите в отсутствие эффектов отражения и эллипсоидальности. Относительный радиус полости Роша в десятки раз превосходит радиус планеты [11]. Поэтому наше предположение о сферичности планеты вполне обосновано. То же самое можно сказать и об оптической звезде.

При расчете кривой блеска в качестве функций распределения яркости по диску звезды ис-

пользовался квадратичный закон потемнения к краю диска:

$$I(\rho) = I_0\left(1 - x\left(1 - \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r_s^2}}\right) - y\left(1 - \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r_s^2}}\right)^2\right). \quad (1)$$

Здесь ρ – полярное расстояние от центра диска звезды, I_0 – яркость в центре диска, а r_s – радиус диска звезды. Яркость в центре планеты и, соответственно, яркость в любой точке ее диска, предполагается равной нулю. Планета в орбитальной фазе $\theta = \pi$ проходит по диску звезды. Единицей длины в наших моделях является расстояние между центрами звезды и планеты ($a = 1$), орбита считается круговой. “Третий свет” в модели отсутствует. Радиус планеты обозначен как r_p. Искомыми параметрами модели являются радиусы звезды и планеты: r_s, r_p, угол наклона орбиты i, коэффициент потемнения к краю x, а в случае квадратичного закона потемнения к краю также и коэффициент потемнения y.

Полный (внезатменный) блеск системы предполагается известным, наблюдаемые значения блеска предполагаются распределенными по нормальному закону. Также предполагаются известными стандартные отклонения наблюдаемых значений блеска. Интерпретация осуществлялась как при фиксированном внезатменном блеске, равном единице, так и с включением внезатменного блеска в число параметров интерпретации.

3. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

В работе выполнен анализ высокоточных транзитных кривых блеска двойных систем с экзопланетой Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b, Kepler-8b из работ [1–4]. Кривые блеска были получены на космической обсерватории Kepler с 1 мая по 14 июня 2009 г. Нормированные кривые блеска доступны в архиве данных MAST HLSP[1].

Звездные системы Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b, Kepler-8b являются объектами ~13-й звездной величины. Кривые блеска получены в фотометрическом фильтре r фотометрической системы Ганна (ugriz). Центральная длина волны полосы пропускания $\lambda_0 = 6550$ Å и полуширина полосы пропускания $\Delta\lambda = 900$ Å. Транзитные кривые блеска каждой из исследуемых систем включают в себя около 2100 индивидуальных значений блеска системы, большинство которых приходится на внезатменную часть кривой блеска.

Точность транзитных кривых блеска двойных систем Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b, Kepler-8b в единицах интенсивности составила (здесь числа из оригинальных данных округлены до трех значащих цифр) $\sigma = 1.38\times10^{-4}, 1.29\times10^{-4}, 1.02\times10^{-4}, 3.36\times10^{-4}$ соответственно. Относительная ошибка (по отношению к глубине затмения) исследуемых в работе транзитных кривых блеска составляет ~1%. Наблюдаемые транзитные кривые блеска систем Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b, Kepler-8b представлены на рис. 1–4 соответственно.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПТИМИЗАЦИИ ТРАНЗИТНЫХ КРИВЫХ БЛЕСКА

Ниже в табл. 1–4 представлены результаты оптимизации транзитных кривых блеска двойных систем с экзопланетами Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b, Kepler-8b соответственно. В центральном столбце каждой таблицы представлены значения оптимальных параметров двойной системы, полученных без оптимизации невязки по величине внезатменного блеска L_0, а в правом столбце приведены результаты оптимизации кривой блеска, в том числе и по значению полагаемого постоянным внезатменного блеска, выраженного в единицах, соответствующих указанным выше нормировкам кривых блеска.

Тут следует отметить, что данные значения кривой блеска получены в результате нормировки и их связь с непосредственно наблюдаемыми значениями (выраженными в единицах интенсивности светового потока или в звездных величинах) зависит от используемого способа нормировки кривых блеска. Эта нормировка, в том числе, может включать устранение непостоянства (тренда) полного блеска. Таким образом, от найденных в результате упомянутой интерпретации значений внезатменного блеска нельзя перейти к непосредственно физическим значениям полного блеска, выраженным в единицах интенсивности светового потока или в звездных величинах. Однако видно, что включение внезатменного

Таблица 1. Результаты оптимизации кривой блеска двойной звездной системы с экзопланетой Kepler-5

Параметр	Модель *1*	Модель *2*
r_s	0.2091 ± 0.0029	0.2082
r_p	0.01717 ± 0.00036	0.01706
i, °	81.907 ± 0.30	81.973
x	–0.06320 ± 0.18	–0.4676
y	0.7440 ± 0.27	0.4229
L_0	1.00000	0.999966566
χ^2	1.0489	0.993
α, %	6.80	61.5

Примечание. Модель *1* – без оптимизации нормировки, Модель *2* – с оптимизацией внезатменного блеска; L_0 – внезатменный блеск.

[1] http://archive.stsci.edu/prepds/kepler_hlsp

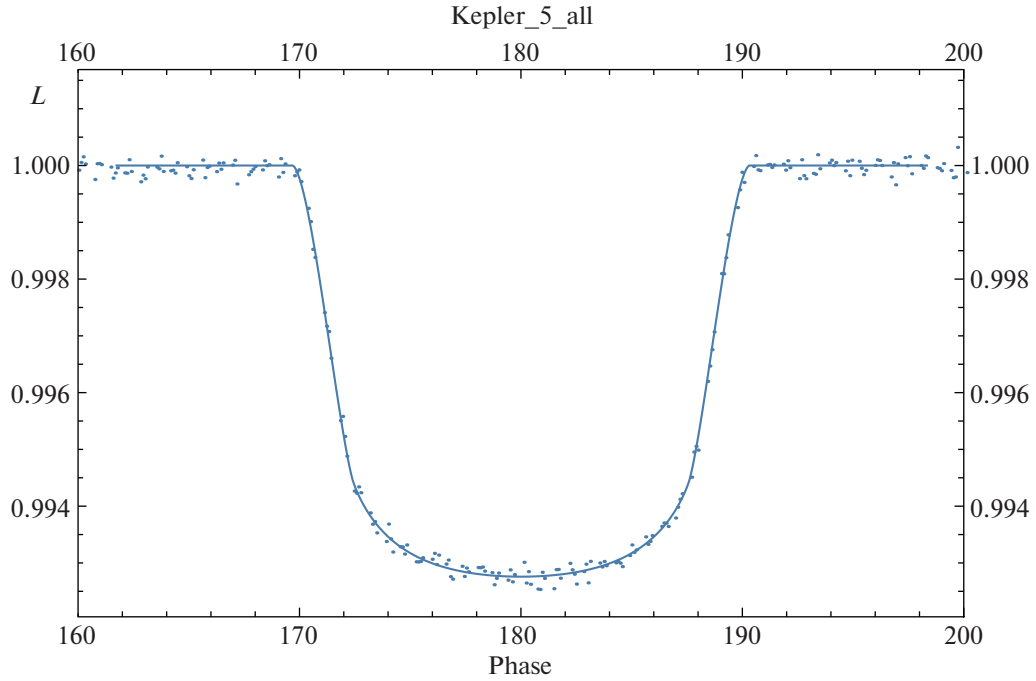

Рис. 1. Наблюдаемая кривая блеска двойной системы с экзопланетой Kepler-5b в фильтре *r* из работы [1]. Сплошная линия – оптимальная теоретическая кривая, полученная в предположении квадратичного закона потемнения диска звезды к краю.

блеска в параметры интерпретации влияет на значения искомых параметров. Это влияние может быть как незначительным, оставляющим значения геометрических параметров в рамках их ошибок, как в случаях систем Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b, так и довольно существенным, как в случае системы Kepler-8b (около 6–10% значений радиусов компонент).

Изменение невязки χ^2 оказывается существенным для кривых блеска всех рассмотренных в работе двойных систем. Многократный рост уровня значимости α позволяет уверенно говорить об адекватности модели наблюдательным данным для двойных систем с экзопланетой Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b.

Полученные значения геометрических параметров на основе транзитной кривой Kepler-8b, вследствие большого значения невязки χ^2, нельзя считать достаточно надежными. Тем не менее существенное уменьшение невязки (почти в два раза) показывает на качественном уровне существенное улучшение аппроксимации наблюдаемой транзитной кривой блеска с помощью модельной и, соответственно, о необходимости интерпретации по внезатменному блеску. Уточним, что под качественным уровнем здесь имеет-

Таблица 2. Результаты оптимизации кривой блеска двойной звездной системы с экзопланетой Kepler-6

Параметр	Модель *1*	Модель *2*
r_s	0.1785 ± 0.0016	0.1779
r_p	0.01767 ± 0.00028	0.01759
i, °	83.148 ± 0.18	83.189
x	0.39 ± 0.12	0.4025
y	0.37 ± 0.20	0.3506
L_0	1.00000	0.999965731
χ^2	1.0726	1.0049
α, %	1.30	46.3

Примечание. Модель *1* – без оптимизации нормировки, Модель *2* – с оптимизацией внезатменного блеска; L_0 – внезатменный блеск.

Таблица 3. Результаты оптимизации кривой блеска двойной звездной системы с экзопланетой Kepler-7

Параметр	Модель *1*	Модель *2*
r_s	0.1711 ± 0.0019	0.17049
r_p	0.01433 ± 0.00025	0.01425
i, °	83.30 ± 0.19	83.349
x	0.23 ± 0.15	0.2354
y	0.44 ± 0.22	0.4229
L_0	1.00000	0.99997466
χ^2	1.0543	0.9959
α, %	4.84	57.9

Примечание. Модель *1* – без оптимизации нормировки, Модель *2* – с оптимизацией внезатменного блеска; L_0 – внезатменный блеск.

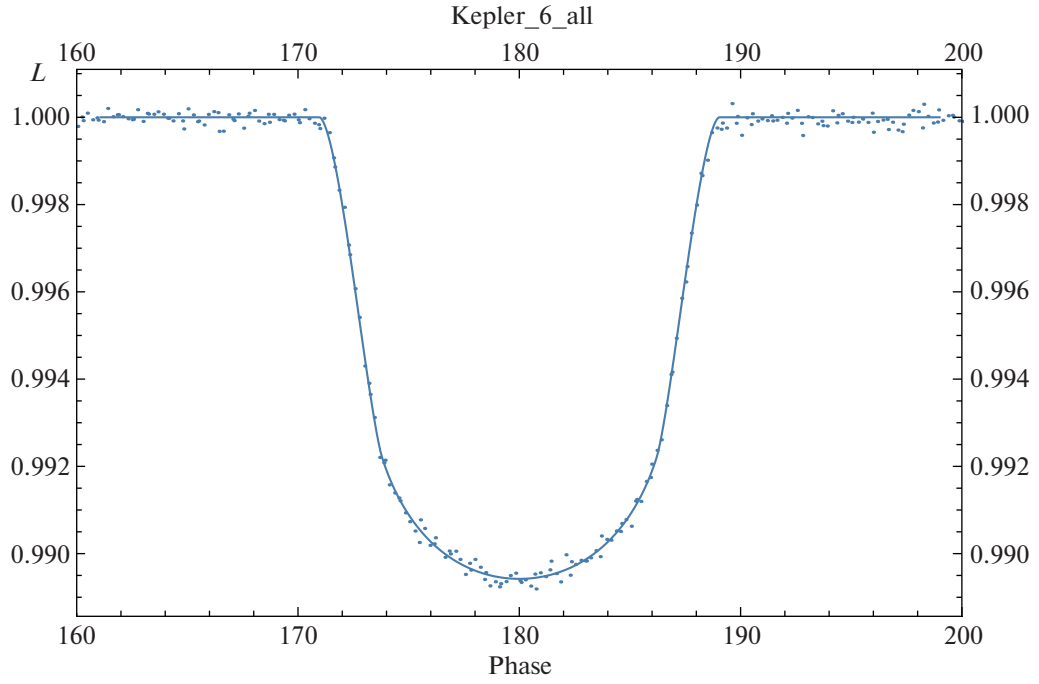

Рис. 2. Наблюдаемая кривая блеска двойной системы с экзопланетой Kepler-6b в фильтре *r* из работы [2]. Сплошная линия – оптимальная теоретическая кривая, полученная в предположении квадратичного закона потемнения диска звезды к краю.

ся ввиду отсутствие численных вероятностных критериев принятия или отвержения модели, таких, как уровень значимости: при таких значениях χ^2 он будет экстремально мал, что говорит о явной неприменимости использования его как подходящего статистического критерия оценки адекватности модели наблюдательным данным. Возможно, в кривой блеска двойной системы Kepler-8b присутствуют иные искажающие факторы, не учтенные при первичной нормировке. О наличии дополнительных систематических ошибок, оставшихся после первичной нормировки наблюдаемого блеска, говорит и более высокая среднеквадратичная ошибка нормированной кривой блеска в сравнении с кривыми блеска Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b.

Таблица 4. Результаты оптимизации кривой блеска двойной звездной системы с экзопланетой Kepler-8

Параметр	Модель *1*	Модель *2*
r_s	0.1642 ± 0.0019	0.1767
r_p	0.01822 ± 0.00024	0.01758
i, °	82.237 ± 0.11	81.531
x	2.1764 ± 0.18	0.7271
y	−1.922 ± 0.19	−0.4082
L_0	1.00000	1.000284
χ^2	14.52	8.854
α, %	–	–

Примечание. Модель *1* – без фиттинга нормировки, Модель *2* – с оптимизацией внезатменного блеска; L_0 – внезатменный блеск.

Следует отметить, что в случае интерпретации, в том числе и по внезатменномому блеску, значительно изменяются значения коэффициентов потемнения к краю [12]. Так, при интерпретации транзитных кривых двойных систем Kepler-5b, Kepler-8b значения линейного квадратичного коэффициента потемнения к краю существенно изменились (см. табл. 1 и 4). В то же время значения коэффициентов потемнения к краю двойных систем Kepler-6b и Kepler-7b до и после использования интерпретации по внезатменному блеску почти совпадают (см. табл. 2 и 3).

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Из приведенных выше таблиц, содержащих значения коэффициентов потемнения к краю и значения геометрических параметров, и из представленных рис. 5–7 видно, что ошибка в нормировке внезатменного блеска порядка ошибки наблюдения (~10^{-4}) влияет на значения геометрических параметров. Так, например, из рис. 7 видно, что изменение внезатменного блеска в пределах от единицы до оптимального значения меняет значение радиуса планет на величину около 6%, радиуса звезда на 11% (см. рис. 6), а наклонение орбиты на 1° (см. рис. 5). В зависимости результа-

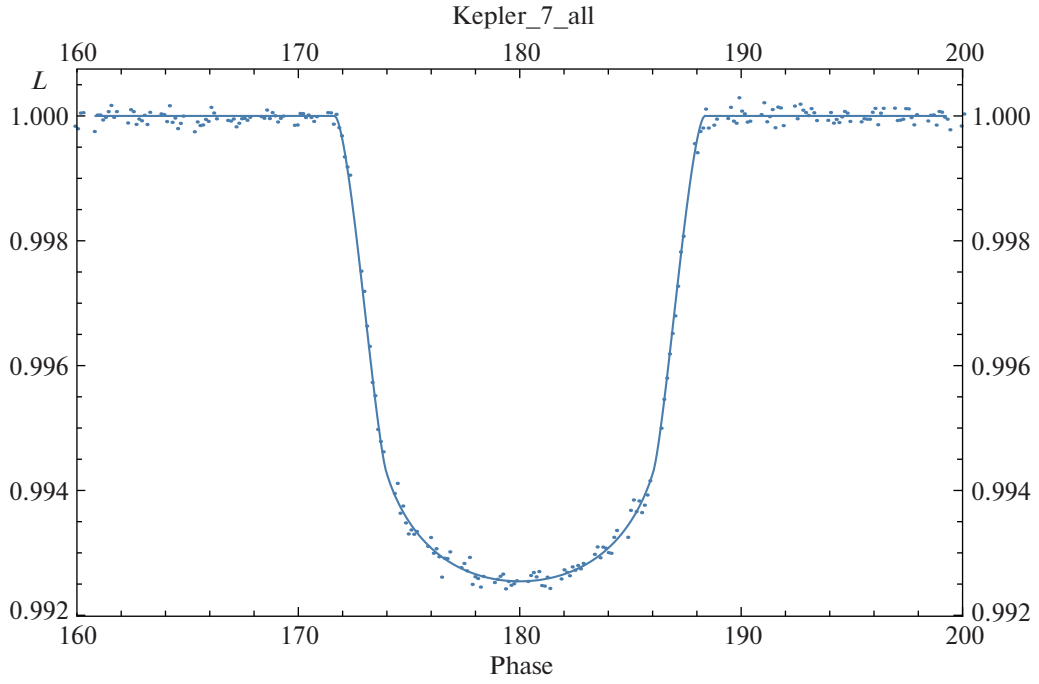

Рис. 3. Наблюдаемая кривая блеска двойной системы с экзопланетой Kepler-7b в фильтре r из работы [3]. Сплошная линия – оптимальная теоретическая кривая, полученная в предположении квадратичного закона потемнения диска звезды к краю.

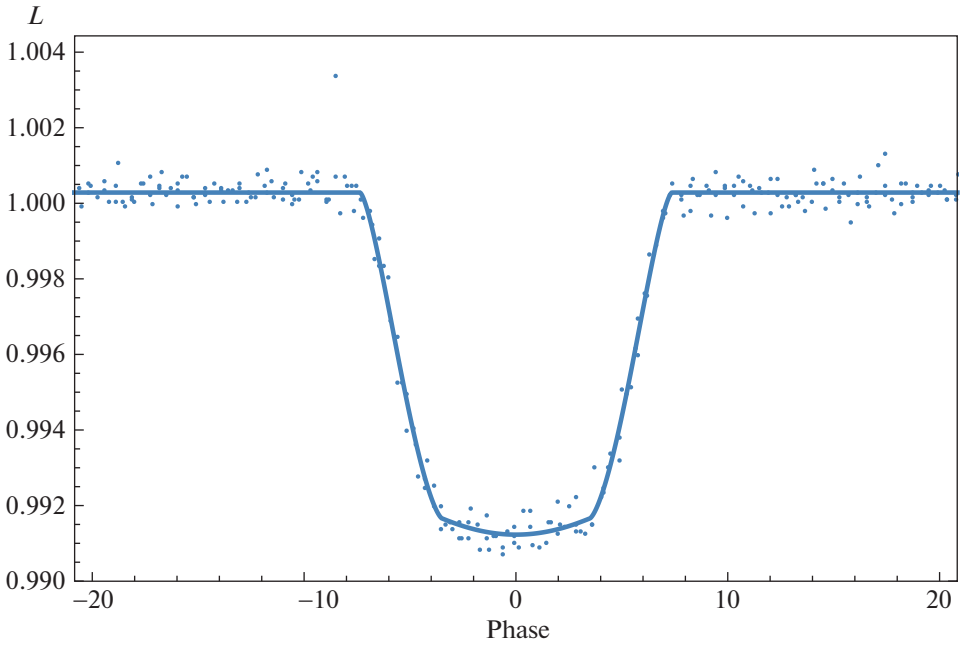

Рис. 4. Наблюдаемая кривая блеска двойной системы с экзопланетой Kepler-8b в фильтре r из работы [4]. Сплошная линия – оптимальная теоретическая кривая, полученная в предположении квадратичного закона потемнения диска звезды к краю.

тов интерпретации от нормировки нет определенного тренда. Тем не менее ошибка нормировки в пределах ошибки наблюдений сказывается на значениях геометрических параметров, получающихся в результате интерпретации. При этом значимое влияние на величину невязки χ^2 происходит для всех рассмотренных двойных систем. Таким образом, значимая информация о полном (внезатменном) блеске содержится также и в части минимумов наблюдаемой кривой блеска.

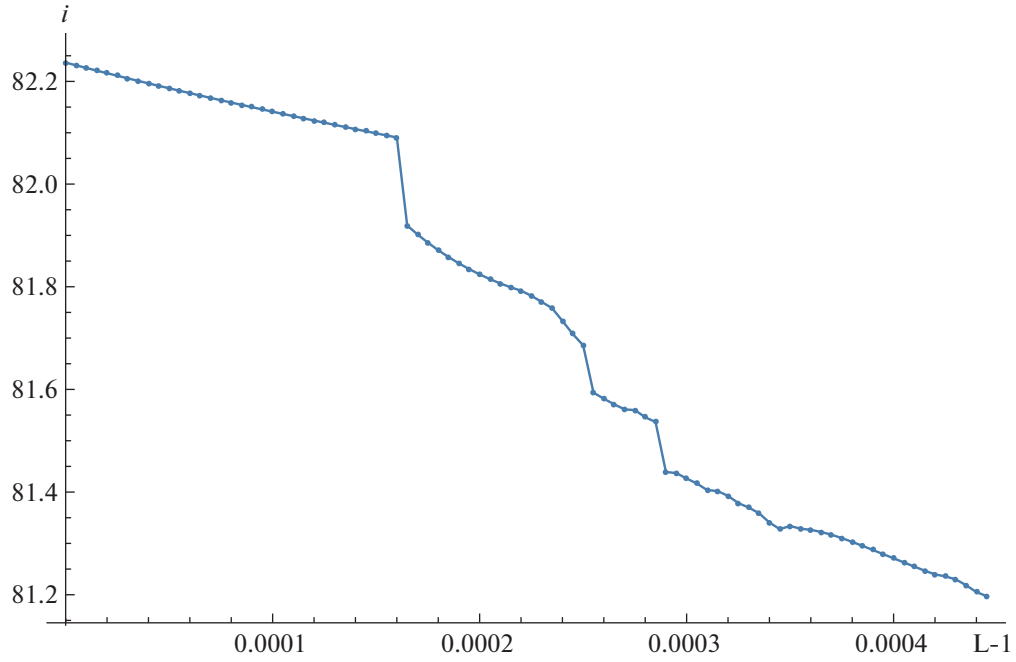

Рис. 5. Зависимость наклонения орбиты i (в градусах) от отклонения от нормировки $L - 1$ для двойной системы Kepler-8.

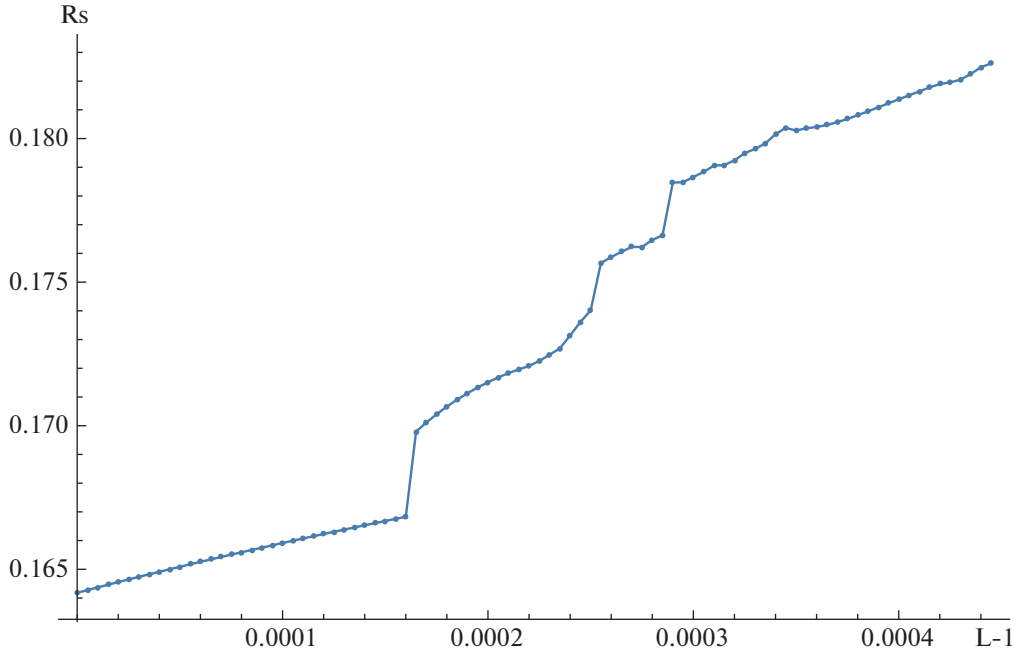

Рис. 6. Зависимость радиуса звезды r_s от отклонения от нормировки $L - 1$ для двойной системы Kepler-8.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Часто при интерпретации транзитных кривых блеска не обращается внимание на точность нормировки, используемой для нормировки значения внезатменного блеска в ходе первичной обработки кривой блеска. Используются кривые блеска, в которых по умолчанию предполагается верная нормировка внезатменного блеска, произведенная на основе его значения, полученного при первичной обработке наблюдаемой кривой блеска, без использования значительной части информации, содержащейся в кривой блеска. Однако такая нормировка выполнена не идеально, и в некоторых случаях это может, как минимум, вызывать статистически значимое изменение невязки χ^2 нефизического характера, зависящее от способа первичной обработки кривой блеска. В том числе, это может быть важно в тех

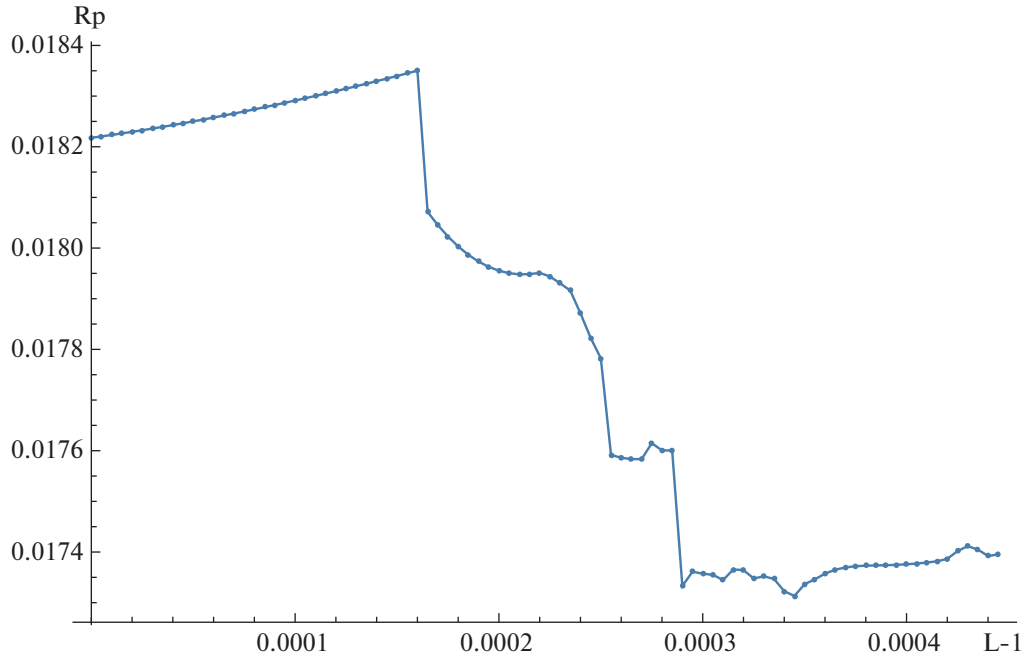

Рис. 7. Зависимость радиуса планеты r_p от отклонения от нормировки $L - 1$ для двойной системы Kepler-8.

случаях, когда несоответствие модели наблюдательным данным может быть вызвано влиянием тонких эффектов, например, наличием неоднородных структур на поверхности звезды. Поскольку для учета таких эффектов следует исключить упомянутые нефизические факторы, которые могут повлиять на решение важного вопроса принятия или отвержения модели, адекватности модели наблюдаемым данным.

Если значение внезатменного блеска далеко от оптимального, исключение его из числа параметров, по которым проводится интерпретация, может оказать и заметное влияние на получающиеся значения других искомых параметров.

Из чего можно сделать вывод о том, что внезатменный блеск системы следует определять на основе оптимизации кривой с использованием всех ее точек, включая и точки минимумов. Соответственно, следует включать внезатменный блеск в число параметров, по которым выполняется интерпретация (особенно, когда важна статистическая оценка выводов).

Алгоритм, позволяющий выполнять интерпретацию кривой блеска при заданном значении внезатменного блеска, общедоступен и расположен на сайте[2] Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга.

[2] http://lnfm1.sai.msu.su/~ngostev/Files/demofitlight.zip

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят академика А.М. Черепащука за полезные советы и обсуждение данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. G. Koch, W. J. Borucki, J. F. Rowe, N. M. Batalha, et al.*, Astrophys. J. **713**, L131 (2010).
2. *E. W. Dunham, W. J. Borucki, D. G. Koch, N. M. Batalha, et al.*, Astrophys. J. **713**, L136 (2010).
3. *D. W. Latham, W. J. Borucki, D. G. Koch, T. M. Brown, et al.*, Astrophys. J. **713**, L140 (2010).
4. *J. M. Jenkins, W. J. Borucki, D. G. Koch, G. W. Marcy, et al.*, Astrophys. J. **724**, 1108 (2010).
5. *М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепащук*, Астрон. журн. **85**, 121 (2008).
6. *М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепащук*, Астрон. журн. **86**, 778 (2009).
7. *М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепащук*, Астрон. журн. **87**, 1199 (2010).
8. *M. K. Abubekerov and N. Yu. Gostev*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **432**, 2216 (2013).
9. *M. K. Abubekerov and N. Yu. Gostev*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **459**, 2078 (2016).
10. *M. K. Abubekerov and N. Yu. Gostev*, Astron. and Astrophys. **633**, id. A96 (2020).
11. *Н. Ю. Гостев*, Астрон. журн. **88**, 704 (2011).
12. *A. Claret*, Astron. and Astrophys. **428**, 1001 (2004).

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2021, том 98, № 11, с. 929–934

ПОКАЗАТЕЛЬ СТЕПЕНИ СПЕКТРА НЕОДНОРОДНОСТЕЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ ПЛАЗМЫ В НАПРАВЛЕНИИ ОДИННАДЦАТИ ПУЛЬСАРОВ

© 2021 г. М. В. Попов[1, *], Т. В. Смирнова[2, **]

[1] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Москва, Россия

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

**E-mail: popov069@asc.rssi.ru*

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

Поступила в редакцию 21.07.2021 г.
После доработки 15.08.2021 г.
Принята к публикации 31.08.2021 г.

Проанализированы двумерные корреляционные функции от динамических спектров 11 пульсаров по архивным данным проекта “Радиоастрон”. Временные сечения этих функций аппроксимировались экспоненциальными функциями с показателем α. Показано, что эта аппроксимация существенно лучше описывает форму корреляционной функции, чем гауссовская функция. Временная структурная функция $D(\Delta t)$ для малых значений запаздывания Δt является степенной с показателем α. Показатель степени спектра пространственных неоднородностей межзвездной плазмы n связан с показателем степени структурной функции соотношением $n = \alpha + 2$. Мы определили характерное время мерцаний и показатель n в направлении 11 пульсаров. В направлении трех пульсаров (B0329+54, B0823+26 и B1929+10) показатель степени спектра пространственных неоднородностей межзвездной плазмы оказался очень близким к значению для Колмогоровского спектра ($n = 3.67$). Для других пульсаров он варьируется от 3.18 до 3.86. Показано, что на измеряемые параметры мерцаний заметное влияние оказывает продолжительность сеанса наблюдений, выраженная ее отношением к характерному времени мерцаний. Если этот параметр меньше 10, тогда могут получиться смещенные оценки параметров: уменьшение значений показателя α и характерного времени мерцаний $t_{\rm scint}$.

Ключевые слова: пульсары, мерцания, межзвездная плазма

DOI: 10.31857/S0004629921120057

1. ВВЕДЕНИЕ

Неоднородности межзвездной плазмы рассеивают радиоизлучение космических источников. Интенсивные исследования эффектов рассеяния начались с открытия пульсаров, поскольку пульсары являются сверхкомпактными объектами, которые обеспечивают когерентность излучения, и влиянием структуры источника можно пренебречь. Проявления рассеяния – это размытие изображения, уширение импульса, модуляция интенсивности по времени и частоте (мерцания) и искажение радиоспектров. Параметрами, характеризующими эти явления, являются угол рассеяния $\theta_{\rm sc}$, время рассеяния $\tau_{\rm sc}$, характерное время мерцания $t_{\rm scint}$ и характерная полоса декорреляции $f_{\rm scint}$. Теоретические рассмотрения эффектов рассеяния установили определенные соотношения между параметрами рассеяния (см., напр., [1–3]). Их необходимо сравнивать с параметрами, измеренными в радиоастрономических наблюдениях пульсаров.

При анализе мерцаний принято рассматривать три режима усреднения значений наблюдений: режим моментального снимка, режим усреднения и режим усреднения по ансамблю. 1) Режим моментального снимка соответствует времени усреднения $T_{\rm obs} \ll t_{\rm scint}$, т.е. время усреднения существенно меньше характерного времени мерцаний. 2) Анализ в режиме усреднения соответствует противоположному случаю $T_{\rm obs} > t_{\rm scint}$. Здесь под временем мерцаний $t_{\rm scint}$ мы подразумеваем время дифракционных мерцаний, которое в большинстве случаев составляет от нескольких секунд до десятков минут на метровых и дециметровых волнах. 3) Существуют также рефракционные мерцания с характерным временем $t_{\rm ref}$ в несколько недель и месяцев [4]. Анализ наблюдаемых параметров на таких интервалах времени называется усреднением по ансамблю [5]. В этом

Таблица 1. Список исследованных пульсаров

Название пульсара	T, мин	Δt, с	N_t	$T_{\rm obs}$, с	N_f	РТ	Дата	Код
B0329+54	60	7.145	504	3600	4096	GB	26.11.2012	raes10a
B0809+74	180	10.33	1045	10800	4096	GB	17.12.2012	raes06g
B0823+26	150	0.531	16950	9000	2048	AR	11.03.2015	rags04aj
B0834+06	55	1.273	2600	3300	8192	GB	08.12.2014	rags04ah
B0919+06	90	0.430	12558	5400	2048	AR	10.05.2018	rags29p
B1133+16	120	1.188	6000	7200	1024	AR	03.02.2018	rags29g
B1237+16	100	1.382	4340	6000	512	AR	22.12.2017	rags28c
B1749–28	250	5.625	2666	15000	192	PA	26.05.2014	raks02az
B1929+10	100	0.226	26550	6000	512	AR	05.05.2015	rags04ap
B1933+16	90	0.358	15083	5400	8192	AR	01.08.2013	rags02aa
B2016+28	45	0.558	5376	3000	2048	AR	22.05.2015	rags04aq

Примечание. Приведены: название пульсара; T – полное время наблюдения, мин; Δt – шаг по времени, с; N_t – число выборок в спектре; $T_{\rm obs}$ – время одного спектра, с; N_f – число каналов; РТ – использованный радиотелескоп: GB – 100-м радиотелескоп обсерватории Грин-Бэнк, AR – 300-м радиотелескоп обсерватории Аресибо, PA – 64-м радиотелескоп в Парксе; Дата – дата наблюдений; Код – код эксперимента.

исследовании мы проанализируем мерцания в режиме нормального усреднения, $T_{\rm obs} > t_{\rm scint}$.

Мы будем использовать данные наблюдений, полученные в ходе реализации научной программы наземно-космического интерферометра “Радиоастрон”. Эти данные уже использовались ранее в других исследованиях [6–8]. Будут проанализированы динамические спектры $S(f,t)$ и двумерные корреляционные функции $CF(\Delta f, \Delta t)$.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Исследования пульсаров были важной частью научной программы наземно-космического интерферометра “Радиоастрон”. Наблюдения проводились в основном на частоте 324 МГц и в некоторых случаях на частоте 1668 МГц. Полосы частот приемника составляли 16 и 32 МГц соответственно. Эти исследования были в основном направлены на изучение свойств и пространственного распределения межзвездной плазмы. Были определены расстояния до эффективных рассеивающих экранов путем сравнения углового уширения $\theta_{\rm sc}$ с характерным временем рассеяния импульса $\tau_{\rm sc}$ [6–9]. Список выбранных для нашего исследования пульсаров с их параметрами приведен в табл. 1. В этой статье мы будем использовать определенные ранее для других целей динамические спектры $S(f,t)$ пульсаров. Подробности, касающиеся построения динамических спектров, приведены в цитированных выше публикациях. Индивидуальный спектр для данного времени t калибруется как

$$S(f,t) = [S^{\rm ON}(f,t) - S^{\rm OFF}(f,t)]/S^{\rm OFF}(f,t), \quad (1)$$

где $S^{\rm ON}(f,t)$ и $S^{\rm OFF}(f,t)$ – спектры, полученные во временных окнах на импульсе и вне импульса пульсара соответственно. Каждый динамический спектр содержит $N_f \times N_t$ значений, где N_f – количество частотных каналов, а N_t – количество спектров в данной наблюдательной выборке. Обычно интервал времени между последовательными спектрами равен периоду пульсара, но в некоторых случаях выполнялось усреднение по нескольким периодам, чтобы сгладить собственные вариации интенсивности пульсара от импульса к импульсу. Все эти параметры приведены в табл. 1. В нашем списке два пульсара (B1749–28 и B1933+16) наблюдались на частоте 1668 МГц, а остальные – на частоте 324 МГц.

3. МЕТОДИКА АНАЛИЗА ДИНАМИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ

Для состоятельной оценки параметров рассеяния мы анализировали динамические спектры на временном интервале $T_{\rm obs} > t_{\rm scint}$, как уже было отмечено во Введении. Для этого вычислялись на всем интервале наблюдения двумерные корреляционные функции от динамических спектров. Двумерная корреляционная функция $CF(\Delta f, \Delta t)$ рассчитывалась как

$$CF(\Delta f, \Delta t) = [(N_f - \Delta f)(N_t - \Delta t)]^{-1} \times \times \sum_{\Delta f=0}^{N_f-\Delta f} \sum_{\Delta t=0}^{N_t-\Delta t} \Delta S(f,t)\Delta S(f+\Delta f, t+\Delta t), \quad (2)$$

здесь Δf и Δt – частотные и временны́е запаздывания, а $\Delta S(f,t) = S(f,t) - \langle S(f,t)\rangle$, где

$$\langle S(f,t)\rangle = [N_f N_t]^{-1} \sum_{i=0}^{N_f} \sum_{j=0}^{N_t} S(f_i, t_j). \quad (3)$$

Затем мы использовали нормализованные корреляционные функции $NCF(\Delta f,\ \Delta t) = CF(\Delta f, \Delta t)/CF(0,0)$. Наша задача состояла в том, чтобы оценить характерное время мерцаний $t_{\rm scint}$. Следуя Кордесу [5], мы попытались определить значение времени мерцания из временного сечения двумерных корреляционных функций от динамических спектров $CF(\Delta f, \Delta t)$, взятых с нулевым запаздыванием по частоте. Традиционно [5] это сечение аппроксимируется Гауссианой, а полуширина этой функции на уровне $1/e$ и принимается за время мерцания $t_{\rm scint}$. Другие исследователи, использующие корреляционные функции для анализа данных [2, 10, 11], указывали на отклонения этих функций от гауссовой формы. Мы предлагаем использовать более универсальную функцию для аппроксимации временного сечения NCF, а именно экспоненциальную функцию с произвольным показателем степени вида:

$$Y(\Delta t) = A\exp(-(\Delta t)^{\alpha}/B). \qquad (4)$$

Здесь A – амплитуда, а B – параметр, характеризующий ширину NCF, при этом W_e – полуширина на уровне $1/e$ – определяется как $W_e = t_{\rm scint} = B^{1/\alpha}$. Параметры A, α, B определялись в результате аппроксимации вычисленных NCF функцией (4) для положительных сдвигов с отступлением от $\Delta t = 0$ на 2 отсчета для исключения шумового пика.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

Результаты проведенного анализа приведены в табл. 2. В первом столбце таблицы дано обозначение пульсара, во втором – величина отношения времени, на котором получен динамический спектр ($T_{\rm obs}$), к характерному времени мерцаний ($t_{\rm scint}$), в третьем приведена величина характерного времени мерцаний ($t_{\rm scint}$), определенная по соотношению $W_e = B^{1/\alpha}$. В двух следующих столбцах таблицы сравниваются значения среднеквадратических уклонений (RMS) для двух вариантов аппроксимации вычисленных NCF: традиционной Гауссианой и экспонентой с произвольным показателем, в последнем столбце приведен этот показатель. Числа в скобках дают величину формальной среднеквадратической ошибки определения данного параметра в результате аппроксимации по методу наименьших квадратов. Эти ошибки относятся к последним значащим цифрам измеренных величин. На самом деле эти параметры меняются со временем в значительно большем интервале значений.

Кордс и соавт. [12] обратили внимание на так называемую "относительную ошибку" в своих оценках полосы декорреляции $\Delta\nu_{iss}$, возникающую при анализе корреляционных функций. Они оценили относительную ошибку величиной $1/\sqrt{N}$, где N – общее количество мерцательных деталей (сцинтелей) в спектре, $N = \dfrac{T_{\rm obs}B_f}{\Delta\nu_{iss}t_{\rm scint}}$, а B_f – полоса пропускания приемника. Такая ошибка при определении $\Delta\nu_{iss}$ из CCF обычно составляет 10–20%. Обращаем внимание на то, что при определении $t_{\rm scint}$ наряду с такими случайными ошибками, как указанная относительная ошибка, появляется и систематическая ошибка, также связанная с ограничениями на время наблюдения и полосу пропускания приемника. Эта ошибка возникает из-за обрезания отдельных сцинтилей, что обусловлено ограниченной продолжительностью наблюдательного скана по времени и частоте ($T_{\rm obs}, B_f$). Мы предлагаем ввести "параметр усечения" R, который связан с количеством сцинтелей, усеченных краями поля наблюдения по времени. В качестве такого параметра усечения мы будем использовать величину отношения длительности наблюдательного скана к величине характерного времени мерцаний $R = T_{\rm obs}/t_{\rm scint}$; значения R приведены в столбце 2 табл. 2. Для сравнения качества приближений вычисленных NCF простыми гауссианами и экспонентами с произвольным показателем степени в табл. 2 приведены остаточные уклонения для этих случаев. Видно, что эти остаточные уклонения всегда заметно меньше (от 1.5 до 8.8 раза) для способа аппроксимации экспонентами с произвольным показателем степени. На рис. 1 приведены примеры сравнения этих способов аппроксимации для двух пульсаров: B1237+25 и B2016+28. В верхней части рисунка различными линиями показаны вычисленные NCF и две аппроксимирующие функции. В масштабе такого рисунка

Таблица 2. Сводка результатов

Название пульсара	R	$t_{\rm scint}$, с	$\rm RMS_1$	$\rm RMS_2$	α
B0329+54	31.3	115(5)	1.62	0.58	1.67(1)
B0809+74	24.5	373(50)	0.90	0.22	1.33(1)
B0823+26	212.0	50(3)	0.06	0.04	1.66(1)
B0834+06	14.5	227(5)	0.86	0.25	1.528(6)
B0919+06	55.3	94(2)	0.08	0.03	1.57(1)
B1133+16	263.1	26.6(3)	0.40	0.13	1.86(1)
B1237+16	22.1	221(15)	1.27	0.34	1.39(1)
B1749–28	68.6	201(8)	0.57	0.32	1.82(1)
B1929+10	25.9	232(5)	0.73	0.24	1.65(2)
B1933+16	128.6	42(8)	2.63	0.67	1.18(1)
B2016+28	4.2	708(70)	1.40	0.16	1.36(2)

Примечание. Приведены: название пульсара; $R = T_{\rm obs}/t_{\rm scint}$; $t_{\rm scint}$ – время мерцаний, с; $\rm RMS_1$ и $\rm RMS_2$ – RMS для Гауссианы и для степенной функции соответственно; α – показатель степени для степенно́й функции.

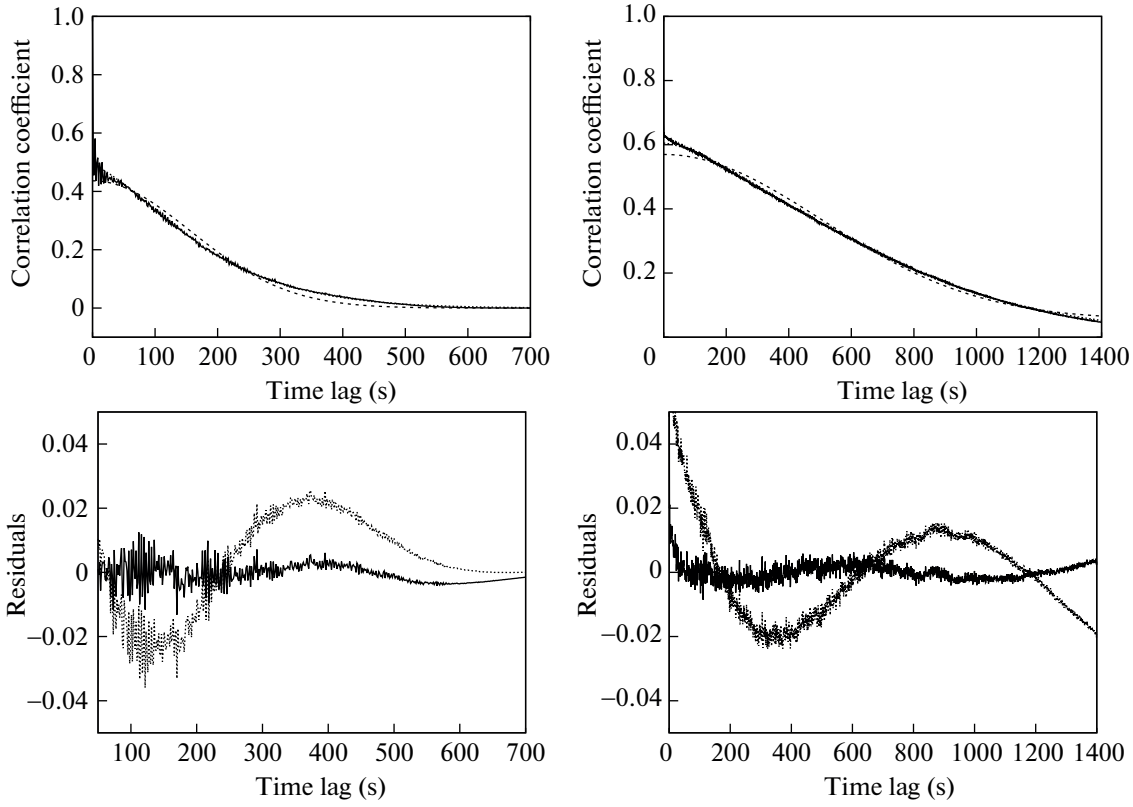

Рис. 1. Верхняя панель – примеры сечений по времени для двумерных автокорреляционных функций от динамических спектров пульсаров B1237+25 (слева) и B2016+28 (справа). Сплошными линиями показаны вычисленные функции, штриховые линии представляют аппроксимирующие показательные функции, и пунктирные линии – Гауссианы. Нижняя панель – соответствующие остаточные уклонения: сплошные линии отражают результаты аппроксимации степенны́ми функциями, а пунктирные – Гауссианами.

усмотреть различие между аппроксимациями затруднительно. Поэтому в нижней части рисунка показаны уклонения наблюдательных данных от аппроксимирующих функций: темная (сплошная) кривая соответствует способу аппроксимации экспонентами с произвольным показателем степени, а более светлая (штриховая) кривая соответствует способу аппроксимации гауссианами. Наглядно видно, что способ аппроксимации экспонентами с произвольным показателем степени значительно лучше отражает наблюдаемые *NCF*.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Межзвездное рассеяние тесно связано со свойствами межзвездной рассеивающей среды (ISM), так как эффекты мерцаний вызваны флуктуациями электронной плотности в ISM. Анализ большого количества наблюдательных данных по пульсарам показал, что мерцания пульсаров статистически хорошо согласуются со степенным спектром пространственных неоднородностей с показателем степени $n = 3.67$ (т.е. Колмогоровский спектр) в очень широком диапазоне пространственных масштабов [13, 14]. Структурная функция колебаний фазы радиоизлучения пульсаров связана с пространственным спектром электронной плотности, который описывается соотношением $\Phi(q) = Cq^{-n}$, где q – пространственная частота, а C характеризует степень турбулентности.

Анализ структурных функций некоторых пульсаров показал, что спектр для различных локальных направлений в Галактике может отличаться от Колмогоровского спектра [8, 15]. В нескольких публикациях [3, 16, 17] обсуждалась связь между индексом спектра неоднородности n и показателем α во временно́й зависимости структурной функции. В работе Шишова и соавт. [3] показано, что для степенного спектра в режиме насыщенных мерцаний временна́я структурная функция $D(\Delta t)$ имеет вид $D(\Delta t) = (\Delta t/t_{\rm scint})^{\alpha}$ для $\Delta t \ll t_{\rm scint}$ и $\alpha = n - 2$. Структурная функция $D(\Delta t)$ может быть выражена через нормированную корреляционную функцию NCF как $D(\Delta t) = 2(NCF(0) - NCF(\Delta t))$. Для случая аппроксимации корреляционной функции NCF экспонентой получим при малых запаздываниях выражение: $D(\Delta t) = 2(NCF(0) - NCF(\Delta t) = (\Delta t)^{\alpha}/B$. Таким образом, для малых запаздываний структурная функция является степенно́й с показате-

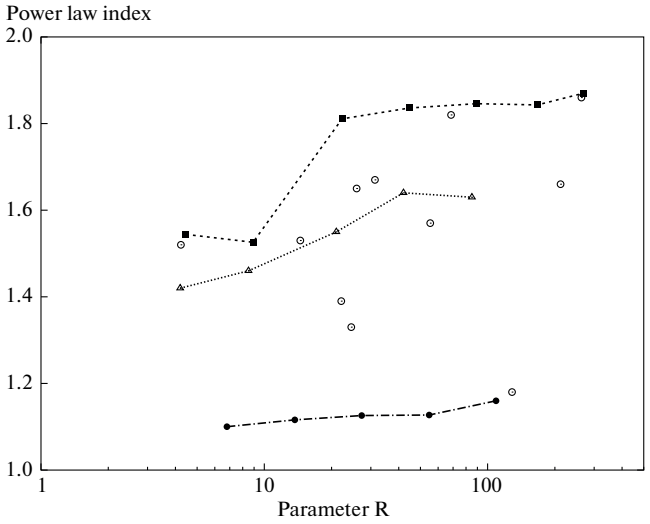

Рис. 2. Зависимость показателя степени степенно́й аппроксимирующей функции α от величины R – отношения времени наблюдений T_{obs} к характерному времени мерцаний t_{scint}. Белыми кружками показаны измеренные значения для 11 пульсаров. Штриховая линия, проходящая через квадратики, отражает поведение показателя степени для пульсара B1133+16 при искусственном сокращении наблюдательного времени. Пунктирная линия, проведенная через треугольники, показывает то же самое для пульсара B0823+26, а штрихпунктирная линия с черными точками относится к пульсару B1933+16.

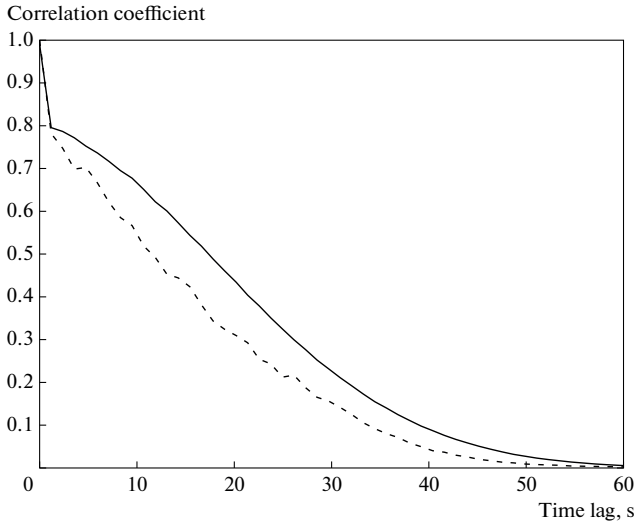

Рис. 3. Сопоставление формы сечений по времени для двумерных автокорреляционных функций от динамического спектра пульсара B1133+16 для полного наблюдательного времени 7000 с (сплошная линия) и для ограниченного интервала наблюдений в 100 с (штриховая линия).

лем степени α, а показатель степени спектра пространственных неоднородностей межзвездной плазмы при таком рассмотрении будет $n = \alpha + 2$. Показатели степени α приведены в последнем столбце табл. 2. Числа в скобках соответствуют ошибкам вписывания степенно́й функции.

Оказалось, что из 11 пульсаров нашего списка в направлении трех пульсаров (B0329+54, B0823+26 и B1929+10) показатель степени n спектра пространственных неоднородностей межзвездной плазмы очень близок к значению Колмогоровского спектра ($n = 3.67$). Самое высокое значение $n = 3.86$ получилось в направлении на пульсар B1133+16, а наименьшее значение ($n = 3.18$) – в направлении на пульсар B1933+16. Следует отметить, что правильная аппроксимация (степенна́я) корреляционной функции дает корректное значение показателя n. Можно отметить также, что отличие корреляционной функции от гауссианы показывает, что внутренний масштаб турбулентности меньше характерного пространственного масштаба мерцаний.

Как было указано в предыдущем параграфе, систематическую ошибку в определении характерного времени мерцаний t_{scint} и в определении показателя α может вносить влияние ограниченного наблюдательного времени, на котором получены динамические спектры. Это влияние мы предлагаем характеризовать параметром $R = T_{obs}/t_{scint}$; значения R приведены в столбце 2 табл. 2. Это влияние мы обсудим, основываясь на данных, представленных на рис. 2. На этом рисунке шкала абсцисс приведена в логарифмическом масштабе, а шкала ординат оставлена в натуральных величинах. Кружками обозначены значения показателя α, полученные методом аппроксимации корреляционной функции. Для основной группы точек можно заметить некоторую тенденцию увеличения показателя α с увеличением параметра R. Чтобы проверить эту тенденцию, мы для трех пульсаров, у которых исходное значение R превышает 100, провели обработку с искусственным ограничением наблюдательного времени. Штриховая линия, проходящая через квадратики, относится к пульсару B1133+16 (верхняя линия). Для этого пульсара полное число импульсов составляет $N = 6000$, и мы выполнили обработку данных для значений N, равных 6000, 4000, 2000, 1000, 500, 200 и 100. Из рисунка видно, что при малых значениях параметра R наблюдается заметное уменьшение значений показателя α. Пунктирная линия, проведенная через треугольники, относится к пульсару B0823+26. Тенденция уменьшения α с сокращением времени наблюдений подтверждается и для этого пульсара. Просматривается эта тенденция и для пульсара B1933+16 (штрихпунктирная линия, проходящая через черные кружки), хотя для этого пульсара показатель α имеет самое низкое значение, выпадающее из общей группы точек на рисунке. Этот пульсар имеет самое большое значе-

ние меры дисперсии ($DM = 158$ кпк/см^3) и находится на значительном удалении (3.7 кпк). Отметим также, что RMS для Гауссианы по отношению к RMS для степенно́й функции увеличивается с уменьшением параметра R.

Продолжительность наблюдательного сеанса влияет и на определение характерного времени мерцаний $t_{\rm scint}$. На рис. 3 приведено сравнение временны́х сечений NCF для полного (7000 с) и усеченного (100 с) наблюдательного скана: видно, что с уменьшением R изменяется форма сечения и уменьшается $t_{\rm scint}$. Эффект будет тем больше, чем меньше R. По-видимому, причиной зависимости оценок показателя степени и характерного времени мерцаний от относительной длины выборки является недостаточно большое число дифракционных пятен в анализируемом динамическом спектре, чтобы получить статистически правильную оценку параметров. При небольшом отношении $T_{\rm obs}/t_{\rm scint}$ часть дифракционных структур обрезается как по времени, так и по частоте, если $f_{\rm dif}$ только в несколько раз меньше полосы приемника.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведен анализ нормированных двумерных корреляционных функций NCF от динамических спектров для 11 пульсаров по архивным данным проекта “Радиоастрон”. Временны́е сечения этих функций аппроксимировались экспоненциальными функциями с показателем α. Показано, что эти функции существенно лучше описывают форму NCF, чем гауссовские функции. Определены показатель α и характерное время мерцаний $t_{\rm scint}$ для всех источников.

2. Из 11 пульсаров нашего списка в направлении трех пульсаров (B0329+54, B0823+26 и B1929+10) показатель степени спектра пространственных неоднородностей межзвездной плазмы оказался очень близким к значению для Колмогоровского спектра ($n = 3.67$). Для других пульсаров он находится в пределах от 3.18 (PSR B1933+16) до 3.86 (PSR B1133+16). Среднее значение этого показателя по всему списку за исключением пульсаров B2016+28 и B1933+16 составляет величину 3.62.

3. Показано, что на измеряемые параметры мерцаний заметное влияние оказывает продолжительность сеанса наблюдений, выраженная в единицах характерного времени мерцаний (параметр R). Если этот параметр меньше 10, могут получаться смещенные оценки параметров: уменьшение значений показателя α и характерного времени мерцаний $t_{\rm scint}$. Из нашего списка в эту категорию определенно попадает пульсар B2016+28.

БЛАГОДАРНОСТИ

Проект “Радиоастрон” осуществлялся Астрокосмическим центром Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук и Научно-производственным объединением им. С.А. Лавочкина по контракту с Госкорпорацией РОСКОСМОС совместно с многими научно-техническими организациями в России и других странах.

В этой публикации использованы результаты наблюдений пульсаров, выполненные по программе проекта “Радиоастрон” на следующих радиотелескопах: 100-м радиотелескоп обсерватории Грин-Бэнк, которая является учреждением Национального научного фонда (NSF) и эксплуатируется в соответствии с соглашением о сотрудничестве с Ассоциацией университетов (Associated Universities, Inc.); 300-м радиотелескоп обсерватории Аресибо находился в ведении SRI International в соответствии с соглашением о сотрудничестве с Национальным научным фондом (AST-1100968) и в союзе с Университетом Ана Г. Мендес (Университет Метрополитана и Университетской ассоциации космических исследований); 64-м радиотелескоп в Парксе является частью Австралийского телескопа (ATNF), который финансируется австралийским правительством в качестве национального объекта, управляемого CSIRO.

Мы благодарим Е.Н. Фадеева (АКЦ ФИАН) за предоставленные динамические спектры из личного архива и за полезные советы при подготовке этой статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *B. J. Rickett*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **15**, 479 (1977).
2. *V. I. Shishov*, Soviet Astron. **17**, 598 (1974).
3. *V. I. Shishov, T. V. Smirnova, W. Sieber, V. M. Malofeev, et al.*, Astron. and Astrophys. **404**, 557 (2003).
4. *D. R. Stinebring, V. I. Smirnova, T. H. Hankins, J. S. Hovis, V. M. Kaspi, J. C. Kempner, E. Myers, and D. J. Nice*, **539**, 300 (2000).
5. *J. M. Cordes*, **311**, 183 (1986).
6. *M. V. Popov, N. Bartel, C. R. Gwinn, M. D. Johnson, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **465**, 978 (2017).
7. *C. R. Gwinn, M. V. Popov, N. Bartel, A. S. Andrianov, et al.*, **822**, id. 96 (2016).
8. *E. N. Fadeev, A. S. Andrianov, M. S. Burgin, M. V. Popov, A. G. Rudnitskiy, V. I. Shishov, T. V. Smirnova, and V. A. Zuga*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **480**, 4199 (2018).
9. *M. V. Popov, N. Bartel, M. S. Burgin, C. R. Gwinn, T. V. Smirnova, and V. A. Soglasnov*, **888**, id. 57 (2020).
10. *J. M. Armstrong and B. J. Rickett*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **194**, 623 (1981).
11. *A. Wolszczan*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **204**, 591 (1983).
12. *J. M. Cordes, J. M. Weisberg, and V. Boriakoff*, **288**, 221 (1985).
13. *J. W. Armstrong, B. J. Rickett, and S. R. Spangler*, **443**, 209 (1995).
14. *V. I. Shishov and T. V. Smirnova*, Astron. Rep. **46**, 731 (2002).
15. *T. V. Smirnova, V. I. Shishov, M. V. Popov, C. R. Gwinn, et al.*, **786**, id. 115 (2014).
16. *T. V. Smirnova and V. I. Shishov*, Astron. Rep. **52**, 736 (2008).
17. *A. S. Andrianov, T. V. Smirnova, V. I. Shishov, C. R. Gwinn, and M. V. Popov*, Astron. Rep. **61**, 513 (2017).

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2021, том 98, № 11, с. 935–943

СЛИЧЕНИЕ ЗЕМНОЙ И ЛУННОЙ ШКАЛ ВРЕМЕНИ ПО ГИГАНТСКИМ ИМПУЛЬСАМ ПУЛЬСАРОВ

© 2021 г. А. Е. Родин[1,*], В. В. Орешко[1], В. А. Федорова[1]

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

******E-mail: a.e.rodin@mail.ru*

Поступила в редакцию 30.04.2021 г.
После доработки 26.07.2021 г.
Принята к публикации 27.07.2021 г.

В статье разработана модель задержки времени прихода импульса между станциями на Луне и Земле. Сличение лунной и земной шкал времени предлагается проводить посредством сравнения моментов прихода гигантских импульсов пульсаров. Разработан метод такого сравнения на основе кросс-корреляционного анализа принимаемых импульсов. На примере гигантских импульсов пульсара PSR 0531+21 показано, что погрешность сличения шкал в случае высокого отношения "сигнал/помеха" достигает субдискретного уровня и, таким образом, определяется полосой приема регистрирующей аппаратуры.

Ключевые слова: пульсары, шкалы времени, гигантские импульсы

DOI: 10.31857/S0004629921110062

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача сличения и синхронизации с высокой точностью шкал времени, разнесенных на большие расстояния, была и остается актуальной по настоящее время. В масштабах Земли эта задача решается с помощью работающей спутниковой навигационной системы ГЛОНАСС, с помощью методов РСДБ. На космических расстояниях далее орбиты Луны предлагается использовать сличение и синхронизацию шкал времени с использованием гигантских импульсов (ГИ) пульсара. Этот метод был предложен в работе [1].

Гигантские импульсы пульсаров не подходят для хронометрирования и построения шкал времени, поскольку их появление внутри пульсарного импульса носит случайный характер. Но гигантские импульсы имеют очень малую длительность, как правило, определяемую шириной частотной полосы регистратора, их амплитуда и интервал повторения имеют уникальный характер в заданном промежутке времени, они имеют очень высокую спектральную плотность излучения, в импульсе на 4–6 порядков превышающую среднее значение. Такие свойства позволяют использовать для их регистрации антенны с относительно небольшой эффективной площадью, которые могут быть развернуты на других телах Солнечной системы.

Освоение Луны является первоочередной задачей для космических агентств многих стран как по причине самостоятельной ценности Луны, например, в плане добычи полезных ископаемых, так и по причине отработки космических технологий для полетов к более далеким телам Солнечной системы. В связи с этим сличение шкал времени представляет собой одну из важнейших частей радиотехнического обеспечения межпланетной навигации, связи, распространения сигналов точного времени. Потенциальная точность сличения временных шкал по ГИ оценивается величиной <1 нс (см. ниже), которая сравнима с точностью сличения посредством глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) на Земле.

Основной целью данной работы является демонстрация возможностей технологии синхронизации шкал времени по ГИ на примере сличения лунной и земной шкал времени. Для этого в статье разработана модель задержки между станциями на Луне и Земле, изложен алгоритм сличения шкал по гигантским импульсам на основе их кросс-корреляции, приведена оценка точности сличения шкал.

2. СВОЙСТВА ГИГАНТСКИХ ИМПУЛЬСОВ И ОСОБЕННОСТИ ИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Выделим отдельно пульсары, излучающие гигантские радиоимпульсы, пиковая плотность потока которых может превышать пиковую плотность потока средних импульсов от нескольких

десятков до сотен тысяч раз. Основными свойствами ГИ являются [2–4]:

• аномально высокая пиковая плотность потока радиоизлучения (для пульсара в Крабовидной туманности B0531+21 на частотах 600–1400 МГц – до нескольких миллионов янских);

• короткая длительность (от нескольких наносекунд до нескольких микросекунд);

• степенной закон распределения по пиковой плотности потока/энергии в импульсе;

• высокая направленность излучения, которая следует из узкой долготной локализации ГИ;

• высокая степень поляризации ГИ.

Общее число известных пульсаров с ГИ составляет 16 [5], включая 11 нормальных и 5 миллисекундных пульсаров, в том числе "классические" представители: пульсар в Крабовидной туманности B0531+21 (P = 33 мс) и одиночный миллисекундный пульсар B1937+21 (P = 1.56 мс), а также ряд пульсаров, наблюдавшихся только на низких частотах и обладающих пиковой плотностью потока до нескольких сотен Янских.

Индивидуальные импульсы пульсара PSR 0531+21 в Крабовидной туманности полностью состоят из коротких (обычных и гигантских) импульсов. Распределение их амплитуд соответствует степенному закону. Частота появления особо мощных ГИ этого пульсара была оценена в результате его длительных наблюдений на радиотелескопе РТ-64 в Калязине на частотах 600 МГц и 4.85 ГГц. На частоте 600 МГц в течение часа регистрировалось 6–8 ГИ с пиковой плотностью потока >300 кЯн, на частоте 4.85 ГГц регистрировалось 2–3 ГИ с потоком >10 кЯн [6]. Наименьшая длительность ГИ была зарегистрирована на радиотелескопе в Аресибо на частоте 9.25 ГГц в полосе 2.5 ГГц от пульсара 0531+21 в Крабовидной туманности [2]. Ширина самой мощной детали микроструктуры импульса составила 0.4 нс, пиковая плотность потока – 2.2 МЯн. Отметим, что наблюдавшаяся деталь микроструктуры не разрешена и ширина ее ограничена скоростью выборки (обратной к полосе частот) приемной системы. То есть в данном случае при корреляции ГИ, принятых в разных пунктах, мы, по сути, используем метод РСДБ, лишенный своего основного недостатка – неопределенности периода. Кроме этого, нет необходимости передавать в центр обработки с борта КА весь массив данных наблюдений на длительном интервале, достаточно передать данные на интервале появления ГИ, что на порядки снижает объем передаваемых данных. В случае наблюдений ГИ пульсаров в диапазоне 400 МГц с полосой регистрации 50 МГц точность сличения шкал времени по ГИ пульсаров будет лучше 10 нс. Если принять очень консервативную оценку отношения сигнал/шум ~10, то погрешность синхронизации будет порядка 1 нс. В случае реализации на борту КА додетекторного метода компенсации дисперсионного запаздывания импульса в межзвездной среде объем передаваемых с борта КА данных в сеансе связи может быть ограничен размером 20 Мб.

3. МОДЕЛЬ ЗАДЕРЖКИ МЕЖДУ НАБЛЮДАТЕЛЯМИ НА ЛУНЕ И ЗЕМЛЕ

Привязка двух шкал времени основана на измерении разности времени прихода импульсов короткой продолжительности относительно этих шкал. Как уже было сказано, в роли импульсов короткой продолжительности ранее в работе [1] было предложено использовать гигантские импульсы от пульсаров. Мощность этих импульсов такова, что позволяет регистрировать их на антеннах относительно небольшой площади.

Для корректной привязки шкал необходимо разработать модель задержки, которая позволит точно рассчитывать время распространения между двумя приемными антеннами, расположенными на Луне и Земле. Расчет задержки производится в несколько этапов (см. рис. 1):

1) Рассчитывается вектор центра масс системы Земля–Луна относительно барицентра Солнечной системы $\overrightarrow{BG}(t)$ на необходимый момент времени t. Для этого используются современные планетные эфемериды EMP2XXX (ИПА РАН) или же DE4XX (JPL). Вызов процедуры расчета координат барицентра Земля–Луна производится с параметром NPL = 3.

2) Рассчитывается положение Луны относительно геоцентра $\overrightarrow{TL}(t)$. Это производится также с помощью эфемерид с параметром NPL = 11.

3) При вычисленных компонентах векторов $\overrightarrow{BG}(t)$ и $\overrightarrow{TL}(t)$ рассчитываются вектора $\overrightarrow{GL}(t)$ и $\overrightarrow{GT}(t)$ по следующим формулам:

$$\overrightarrow{GL}(t) = \frac{m_T}{m_L + m_T}\overrightarrow{TL}(t),$$

$$\overrightarrow{GT}(t) = -\frac{m_L}{m_L + m_T}\overrightarrow{TL}(t),$$

где m_L, m_T – массы Луны и Земли соответственно.

4) Вектор положения наблюдателя на Луне $\overrightarrow{LR}(t)$ определяется через повороты на углы либрации, которые, в свою очередь, также вычисляются из эфемерид с параметром NPL = 13.

$$\overrightarrow{LR}(t) = \left(\mathbf{R}_z[\Psi(t)]\mathbf{R}_x[\Theta(t)]\mathbf{R}_z[\Phi(t)]\right)^{-1}\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix},$$

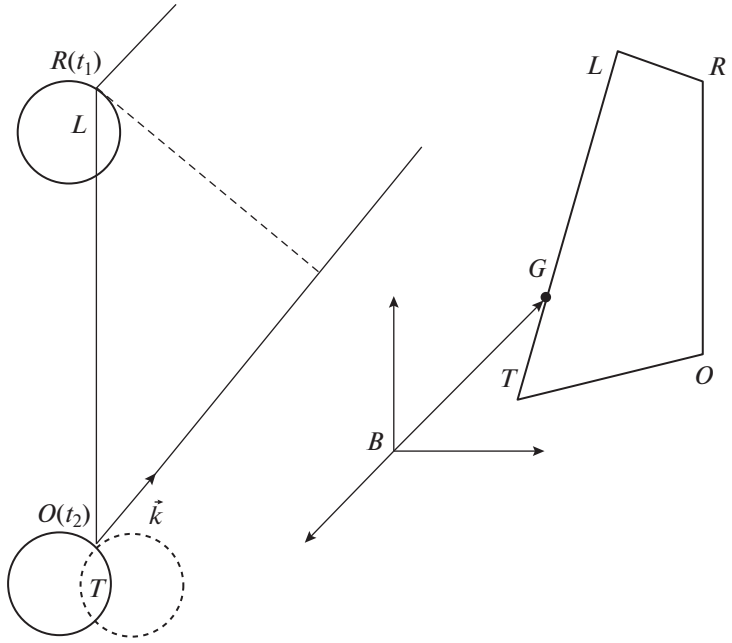

Рис. 1. Взаимная геометрия расположения наблюдателей на Луне и Земле. В левой части рисунка условно изображены Луна L и Земля T. Штриховой окружностью показано положение Земли в момент времени t_1. Ко времени t_2, когда сигнал, проходя от Луны, достигнет Земли, она изменит положение, которое показано сплошной окружностью. Наклонными линиями показано направление прихода импульса от пульсара. $\vec{k}$ – барицентрический единичный вектор в направлении на пульсар, B – барицентр Солнечной системы, G – центр масс системы Земля–Луна, T – геоцентр, L – центр масс Луны, O – наблюдатель на Земле, R – наблюдатель на Луне.

где x, y, z – координаты радиотелескопа на поверхности Луны в селеноцентрической системе координат, определяемой относительно главных осей инерции Луны, $\mathbf{\Psi}(t)$, $\mathbf{\Theta}(t)$, $\mathbf{\Phi}(t)$ – углы либрации, $\mathbf{R}_x$, $\mathbf{R}_z$ – матрицы поворота вокруг осей x и z соответственно.

5) Вектор положения наблюдателя на Земле $\overrightarrow{TO}(t)$ вычисляется через ряд последовательных поворотов вектора наблюдателя в системе ITRF, учитывающих суточное вращение Земли, прецессию, нутацию и движение полюса:

$$\overrightarrow{TO}(t) = \mathbf{P}^{-1}\mathbf{N}^{-1}\mathbf{R}_z(-\theta)\mathbf{R}_x(y_p)\mathbf{R}_y(x_p)\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix},$$

где u, v, w – координаты наблюдателя на Земле в системе ITRF, $\mathbf{P}$, $\mathbf{N}$ – матрицы прецессии и нутации, $\mathbf{R}_x$, $\mathbf{R}_y$, $\mathbf{R}_z$ – матрицы поворота вокруг осей x, y, z, x_p, y_p – координаты полюса Земли, θ – звездное время.

6) Барицентрические вектора наблюдателей $\overrightarrow{BO}$ и $\overrightarrow{BR}$ вычисляются как соответствующие суммы

$$\overrightarrow{BO} = \overrightarrow{BG} + \overrightarrow{GT} + \overrightarrow{TO},$$

$$\overrightarrow{BR} = \overrightarrow{BG} + \overrightarrow{GL} + \overrightarrow{LR}.$$

7) Вычисляется время распространения сигнала вдоль направления на пульсар (задержка Рёмера):

$$\Delta t_r = -\frac{(\vec{k}\cdot\vec{r})}{c},$$

где $\vec{r}$ – барицентрический радиус-вектор наблюдателя ($\overrightarrow{BO}$ или $\overrightarrow{BR}$), $\vec{k}$ – барицентрический единичный вектор в направлении на пульсар, c – скорость света.

8) Вычисляется задержка сигнала, вызванная конечностью расстояния до пульсара по формуле:

$$\Delta t_s = \frac{[\vec{k}\times\vec{r}]^2}{cR},$$

где $\vec{r}$ – барицентрический радиус-вектор наблюдателя ($\overrightarrow{BO}$ или $\overrightarrow{BR}$), R – расстояние до пульсара, $\vec{k}$ – барицентрический единичный вектор в направлении на пульсар, c – скорость света.

9) Вычисляется релятивистская поправка распространения сигнала в гравитационном поле тел Солнечной системы по следующей формуле:

$$\gamma = -2\sum_p R_{gp}\ln(r_p - \vec{k}\cdot\vec{r}_p),$$

где $\vec{k}$ – барицентрический единичный вектор в направлении на пульсар, $\vec{r}_p$ – вектор “наблюдатель – гравитирующее тело” (в нашем случае это

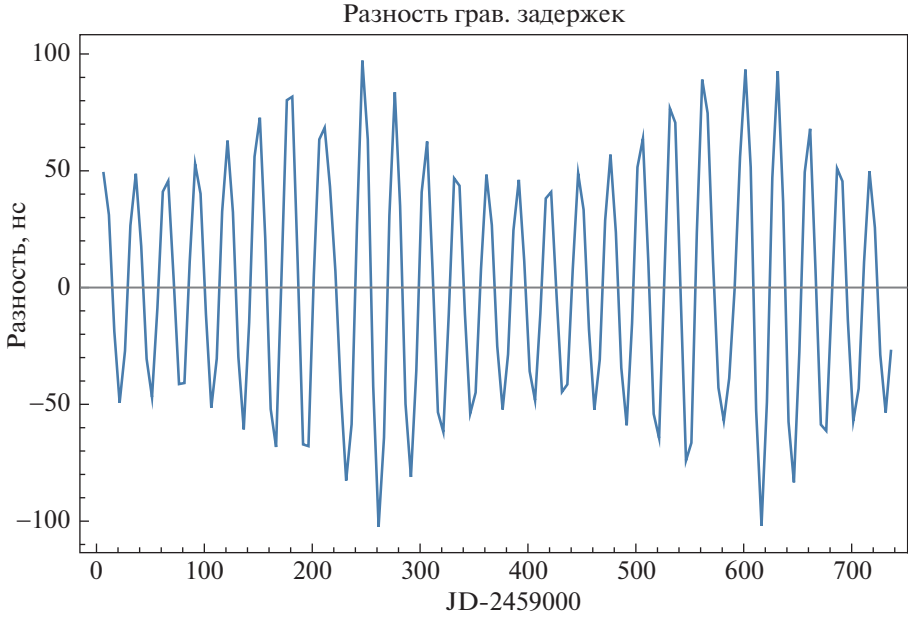

Рис. 2. Модель разностной гравитационной задержки между Землей и Луной (“Земля минус Луна”). Видны вариации с периодом один год и с периодом обращения Луны.

большие планеты Солнечной системы), R_{gp} – гравитационный радиус p-й планеты, который вычисляется по формуле $R_{gp} = \frac{2GM_p}{c^3}$. График релятивистской поправки показан на рис. 2.

10) Разность моментов прихода импульса к наблюдателям на Земле и Луне Δt_c вычисляется по окончательной формуле

$$\Delta t_c = \Delta t_r(t_2) + \Delta t_s(t_2) + \gamma(t_2) - \\ - [\Delta t_r(t_1) + \Delta t_s(t_1) + \gamma(t_1)],$$

где моменты t_1 и t_2 выражены в шкале времени ТВ. График модели задержки показан на рис. 3.

На этом алгоритм вычисления разности времен прихода пульсарного импульса к наблюдателю на Земле и Луне завершается.

Необходимо отметить несколько особенностей при использовании этого алгоритма:

1) В нем отсутствует поправка за распространение сигнала в межзвездной среде. Это связано с тем, что при вычислении разности моментов прихода импульсов между Землей и Луной эти задержки эффективно взаимоуничтожаются, так как путь распространения сигнала при вычислении этих задержек с достаточной точностью можно считать одинаковым. Единственной ионизованной средой между Землей и Луной является земная ионосфера, которая вносит дополнительную задержку на наблюдательных частотах 400–1400 МГц порядка 2–50 нс, что с большим запасом укладывается в точность метода пульсарного тайминга. Если в будущем точность измерений возрастет, то не составит труда вычислить ионосферную поправку через задержку в зените и учет наклонного пути распространения сигнала между наблюдателями на Луне и Земле.

2) Необходимо учитывать разный ход шкал времени на Земле и Луне. При этом можно придерживаться того же подхода, что и в шкалах ТТ и ТВ: средний темп сделать одинаковым, а различие будет только в периодических членах. График взаимного хода шкалы ТТ на Земле и шкалы на Луне приведен на рис. 4.

3) Для учета светового промежутка (времени распространения сигнала между Луной и Землей) используется метод итераций. Процесс сходится очень быстро. На практике достаточно одной итерации.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИВЯЗКИ ДВУХ ШКАЛ ВРЕМЕНИ ПО ГИГАНТСКИМ ИМПУЛЬСАМ ПУЛЬСАРА PSR 0531+21

Для проведения моделирования были использованы наблюдения пульсара в Крабовидной туманности 02.01.2018 и 02.02.2018 г. Наблюдения проводились на антенне БСА ФИАН на частоте 111 МГц в полосе 2.5 МГц с временным разрешением 2.4576 мс. Записывались 6-секундные файлы, показанные на рис. 5.

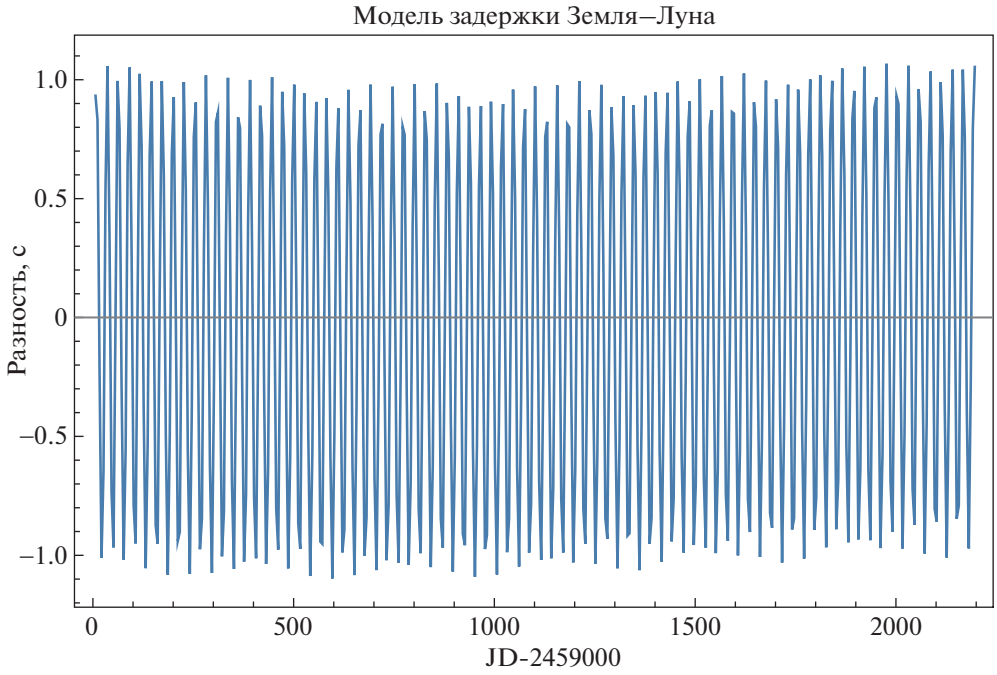

Рис. 3. Модель задержки “Земля–Луна”.

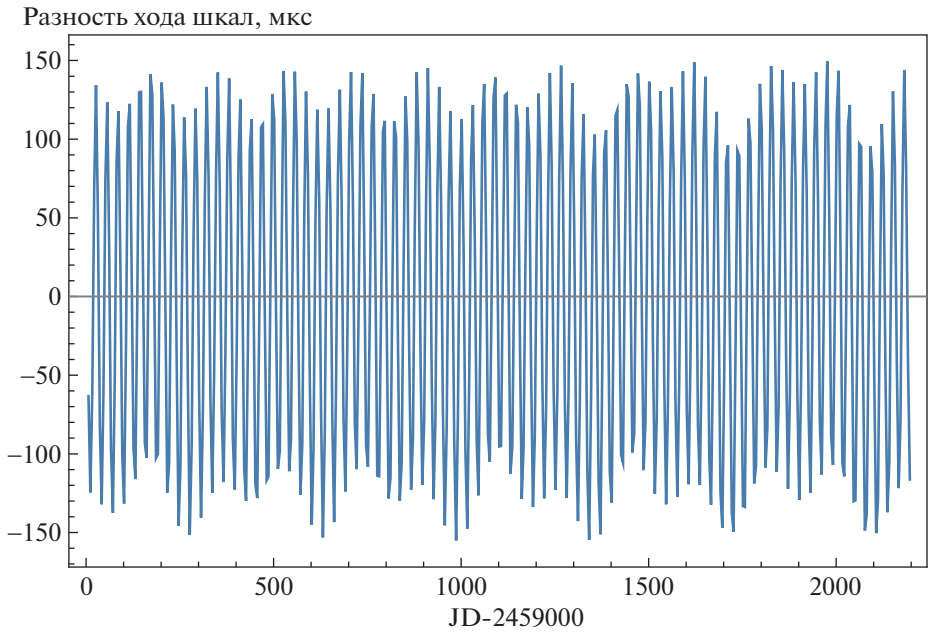

Рис. 4. Разность хода шкал времени на Земле и Луне.

В работе [7] была обоснована наиболее оптимальная частота для наблюдений пульсаров 400–500 МГц. Для перевода наблюдений с частоты 111 на 500 МГц используем следующие соображения. Так как на частоте 111 МГц импульсы от пульсара PSR B0531+21 показывают заметное экспоненциальное рассеяние, а рассеяние в среде распространения изменяется с частотой как f^{-4}, то для масштабирования этого эффекта достаточно изменить шкалу времени в $(500/111)^4 = 412$ раз. Таким образом, новый интервал выборки составит величину примерно 6 мкс. Это не изменит форму

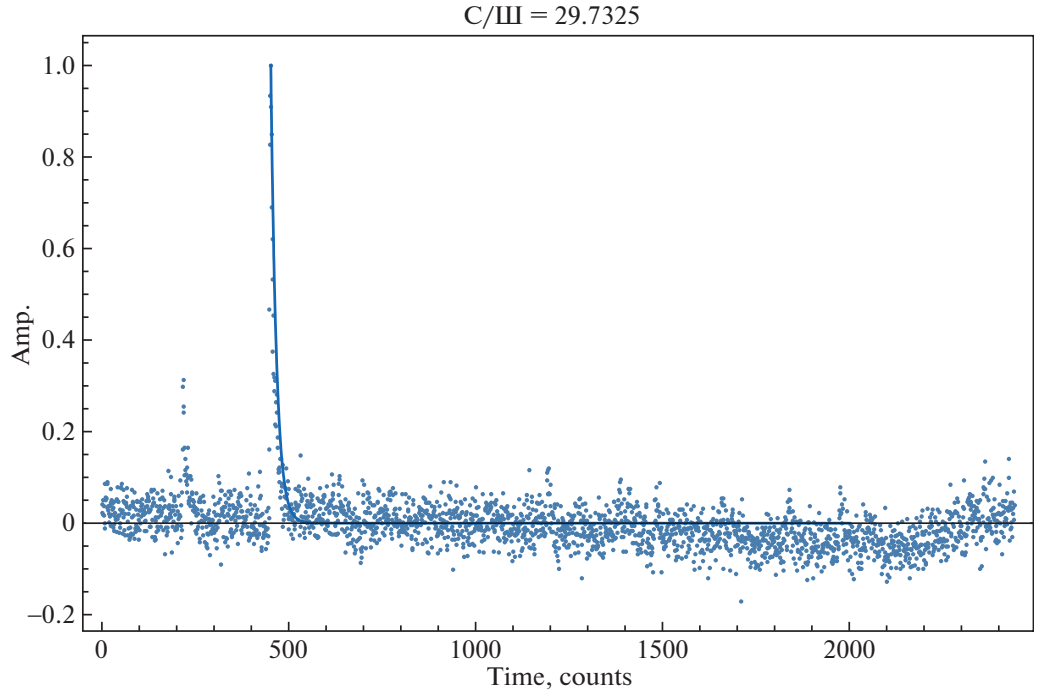

Рис. 5. Гигантский импульс пульсара PSR B0531+21. Наблюдения 02.01.2018 г. в 20 ч 11 мин 50.954 с (UTC+3).

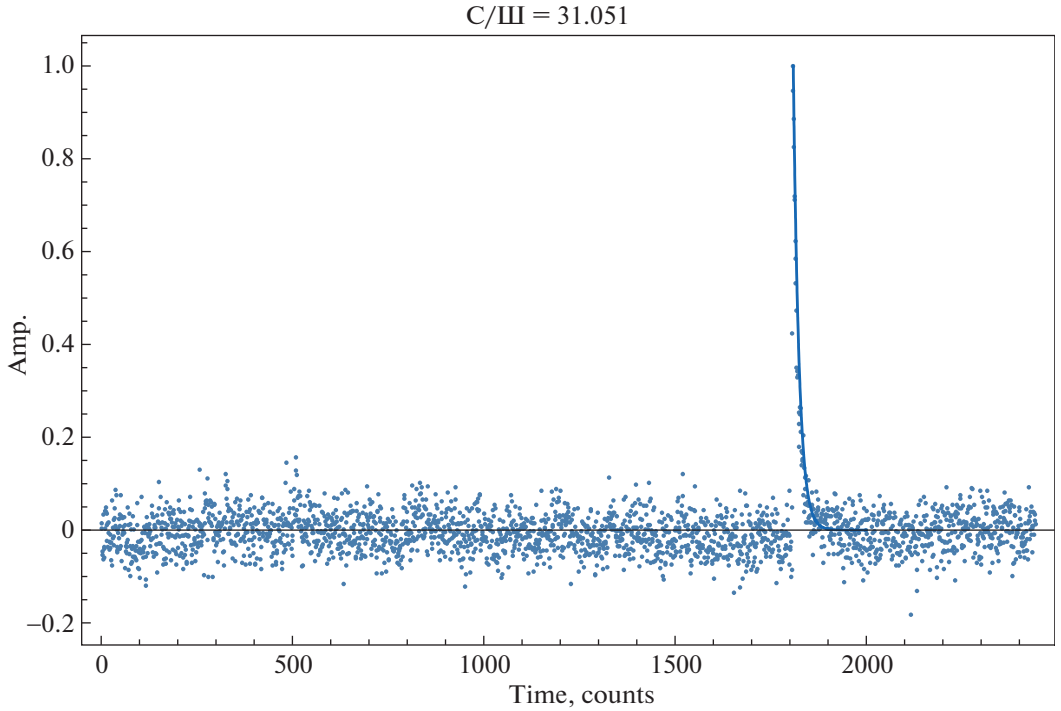

Рис. 6. Гигантский импульс пульсара PSR B0531+21. Наблюдения 02.02.2018 г. в 18 ч 09 мин 58.0769 с (UTC+3).

импульса, но изменит его характерную ширину. В дальнейшем удобно будет оперировать именно дискретами, а приводить к единицам времени в конце расчетов.

Для моделирования наблюдений того же импульса второй антенной на Луне исходные импульсы сдвигались на величину, определяемую моделью задержки, и на них накладывался гаус-

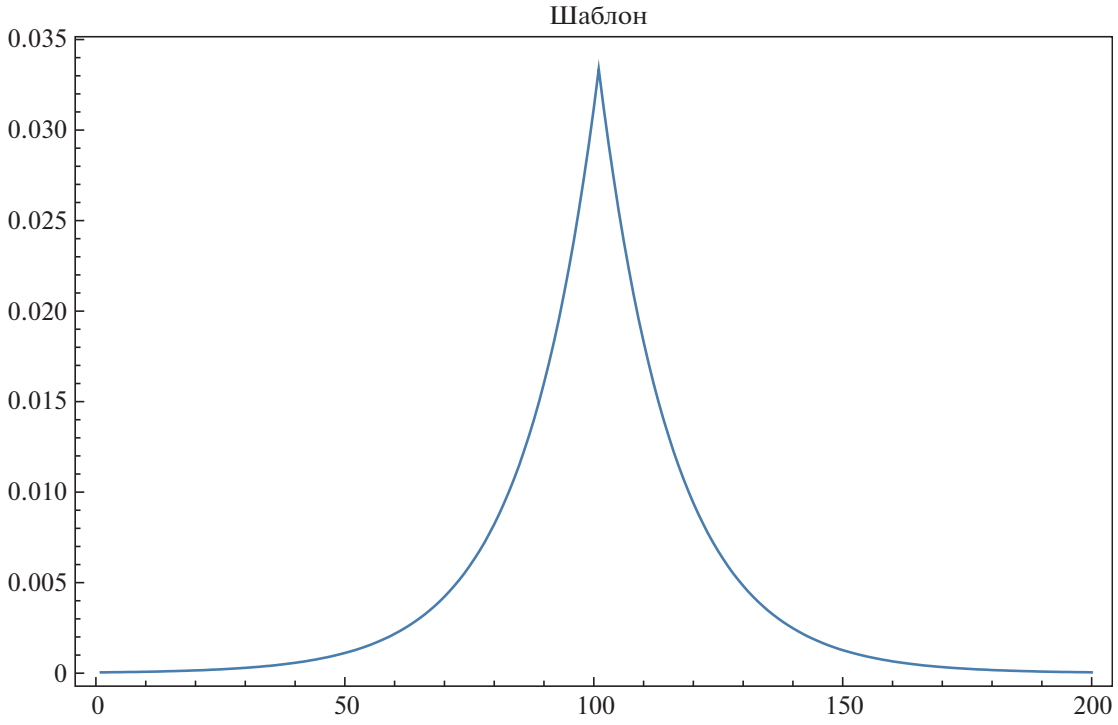

Рис. 7. Двойной экспоненциальный шаблон для сглаживания кросс-корреляционной функции. Показатель экспоненты подобран под импульсы пульсара PSR B0531+21.

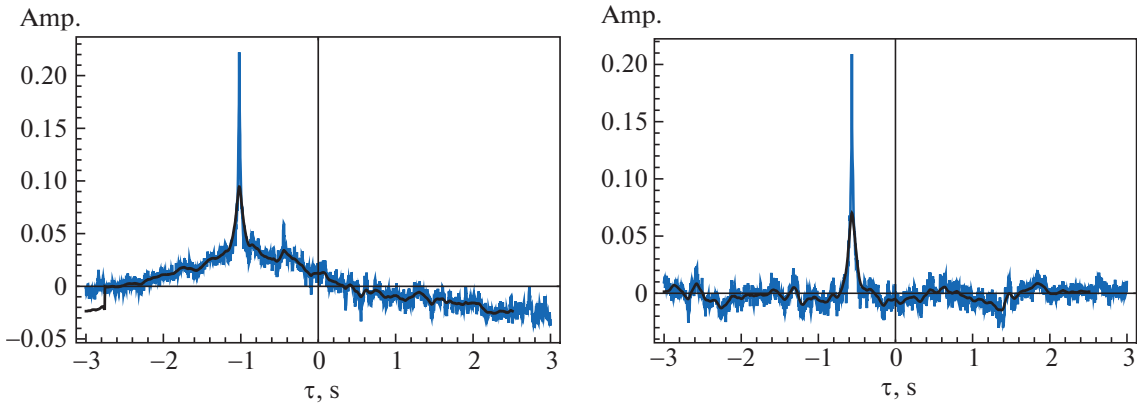

Рис. 8. Кросс-корреляционные функции исходного и зашумленного импульсов. Черным показана сглаженная с экспоненциальным окном функция. Хорошо виден сдвиг –1.0211252 и –0.5640922 с, соответствующий модели задержки.

совский белый шум с амплитудой эквивалентной результирующему отношению сигнал/шум = 3 и 10. На величину С/Ш влияет много факторов. Здесь мы будем считать, что в первую очередь она зависит от эффективной площади антенны. В случае фазированной решетки, сходной с БСА, для получения вышеупомянутых отношений С/Ш антенна на Луне должна состоять из 1.5 или 5 тыс. диполей.

При определении величины расхождения шкал использовалась процедура кросс-корреляции импульсов с последующим сглаживанием шаблоном экспоненциальной формы (рис. 7) и вписыванием в максимум кросс-корреляционной функции полинома 4-й степени. Именно эта процедура позволяет определить положение максимума на субдискретном уровне. Кросс-корре-

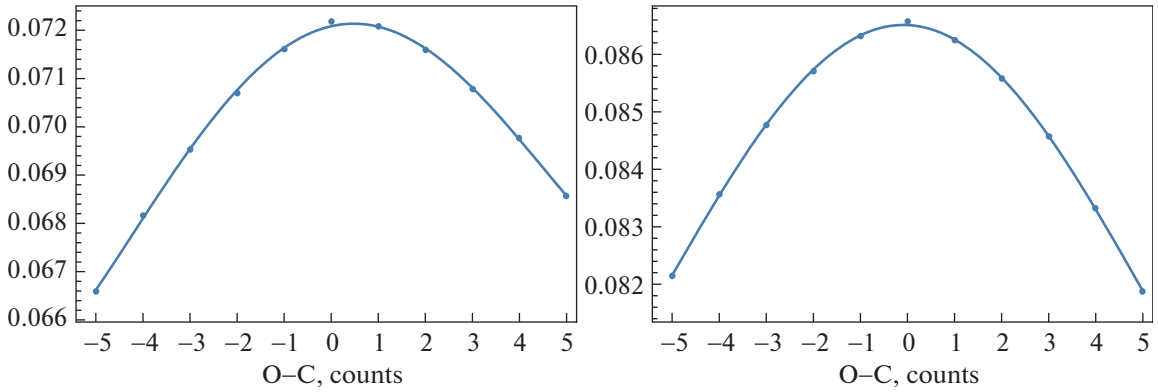

Рис. 9. Измерение максимума кросс-корреляционной функции путем подгонки полиномом двух гигантских импульсов.

ляционные функции показаны на рис. 8, вписывание полинома показано на рис. 9.

Результаты измерения привязки шкал времени сведены в таблице 1. Основной вывод: метод работает даже при относительно слабом сигнале с Луны (С/Ш = 3), так как основной сигнал, записанный на Земле, уверенно "вытягивает" максимум кросс-корреляционной функции. Добавим, что формальная ошибка измерения сдвига не сильно зависит от отношения сигнал/шум, так как вершина кросс-корреляционной функции по-прежнему остается гладкой и хорошо описывается полиномом, чего нельзя сказать про фактический сдвиг, который ожидаемо отличается сильнее от модельного при ухудшении отношения сигнал/шум.

Теперь рассмотрим влияние ширины частотного канала на точность измерения положения импульса и, соответственно, измерения привязки двух шкал. Приведем формулу уширения импульса с мерой дисперсии DM в полосе Δf [Гц] на частоте f [Гц]:

$$\Delta t = -\frac{2DM\Delta f}{kf^3}, \quad k = 2.410331\times10^{-16}. \qquad (1)$$

При используемых параметрах f = 500 МГц, B = 2.5 МГц, число каналов = 512 получаем Δf = 4873 Гц. Подставляя эти значения в формулу (1), получим величину уширения 18 мкс, что равно 3 дискрета.

Далее моделирование проводилось для ширины канала 53.6 кГц. С точки зрения математики использование более широкого частотного канала, приводящего к уширению импульса, эквивалентно свертке суммарного импульса $x(\tau)$ с П-образным ядром, ширина которого равна уширению внутри канала

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Pi(t-\tau)x(\tau)d\tau.$$

В дискретном случае ширина канала 53.6 кГц эквивалентна прямоугольному окну шириной 11 отсчетов. Свертка с окном такой ширины была применена к исходному импульсу.

Также при расчетах использовалось два значения отношения сигнал/шум = 3 и 10. Результаты этой части моделирования показаны в нижних четырех строчках таблицы 1. Из них хорошо видно, что уширение импульса приводит к ухудше-

Таблица 1. Величина расхождения двух шкал, измеренная при разном отношении сигнал/шум импульса, принятого на Луне, разном сдвиге и разной ширине частотных каналов. Величины даны в микросекундах, величина дискрета = 6.160618 мкс

Импульс	Модель, с	Наблюд., с	Разность, мкс	Погрешность, мкс	Сигнал/шум	Ширина канала, Гц
02.01.2018	−1.0211252	−1.0211247	0.480	0.474	10	4873
02.02.2018	−0.5640922	−0.5640902	1.926	0.762	10	4873
02.01.2018	−1.0211252	−1.0211281	−2.880	0.294	3	4873
02.02.2018	−0.5640922	−0.5640951	−2.52	0.912	3	4873
02.01.2018	−1.0211252	−1.0211236	4.392	0.024	10	53600
02.02.2018	−0.5640922	−0.5640830	9.216	0.066	10	53600
02.01.2018	−1.0211252	−1.0211040	21.180	0.048	3	53600
02.02.2018	−0.5640922	−0.5641035	11.292	0.090	3	53600

нию точности определения положения максимума кросс-корреляционной функции, и отличие от фактического сдвига шкал может достигать нескольких отсчетов. Ситуация ожидаемо усугубляется, если один из импульсов имеет низкое значение С/Ш.

Еще раз специально отметим, что формальная ошибка вписывания полинома слабо зависит от С/Ш и уширения в канале. Более того, для широких импульсов максимум кросс-корреляционной функции становится более гладким, и это приводит даже к уменьшению формальной ошибки вписывания. Таким образом, для реалистичных оценок точности необходимо использовать величину фактического отклонения максимума от наперед заданного при моделировании положения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модель задержки построена на основе разности координат лунного и земного пунктов в барицентрической системе отсчета с учетом эффектов распространения сигнала в гравитационном поле Солнечной системы и кривизны фронта. Погрешность модели оценивается величиной ~30 нс. Путем численного интегрирования посчитан взаимный ход лунной и земной шкал времени. Показано, что амплитуда вариаций после вычитания векового члена составляет величину ~150 мкс. Размер вариаций таков, что их необходимо учитывать при синхронизации шкал.

Результаты моделирования точности привязки двух шкал укладываются в ожидаемые. Частота выборки импульсов должна соответствовать уширению импульсов в канале. При ухудшении С/Ш одного из импульсов метод продолжает работать, так как другой импульс с высоким отношением С/Ш “вытягивает” корреляционную функцию, у которой положение максимума определяется с субдискретной точностью. В единицах времени при дискрете 6 мкс и С/Ш > 10 точность синхронизации шкал достигает величины ~0.5 мкс.

Ситуация существенно ухудшается, если используется аппаратура с широкими частотными каналами, в которых уширение импульса равно нескольким дискретам. В таком случае точность сличения падает более чем на порядок до величины ~20 мкс.

При использовании высоких частот (несколько гигагерц) и широких полос (несколько сотен мегагерц) потенциальная точность синхронизации шкал с помощью предложенного метода достигает субнаносекундного уровня на интервалах более суток, что позволяет сличать шкалы времени на телах Солнечной системы на самом современном уровне точности. Из-за нерегулярного и относительно редкого следования ГИ предложенный метод, по нашему мнению, не подходит для потребителей, которым нужны координаты и (или) метки шкалы в реальном времени. Им лучше использовать чисто радиотехнические методы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность В.А. Потапову за предоставление наблюдательных данных с антенны БСА ФИАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ю. П. Илясов, В. И. Кондратьев, В. В. Орешко, М. В. Попов, В. А. Согласнов*, Измерительная техника № 10, 16 (2009).
2. *T. H. Hankins, J. S. Kern, J. C. Weatherall, et al.*, Nature **422**, 141 (2003).
3. *M. Popov, V. Soglasnov, V. Kondratiev, A. Bilous, O. Moshkina, V. Oreshko, Yu. Ilyasov, M. Sekido, and T. Kondo*, Publ. Astron. Soc. Jap. **61**, 1 (2009).
4. *S. C. Lundgren, J. M. Cordes, M. Ulmer, S. M. Matz, S. Lomatch, R. S. Foster, and T. Hankins*, Astrophys. J. **453**, 433, 1995.
5. *S. N. Sun, W. M. Yan, and N. Wang*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **501**, 3900 (2021).
6. *M. V. Popov, V. A. Soglasnov, V. I. Kondrat'ev, and A. V. Bilous*, Astronomy Reports **52**, 900 (2008).
7. *A. E. Rodin, V. V. Oreshko, V. A. Potapov, M. S. Pshirkov, and M. V. Sazhin*, Astronomy Reports **64**, 499 (2020).

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2021, том 98, № 11, с. 944–948

ДИНАМО ЗА ГЕЛИОПАУЗОЙ: ПРОВЕРКА ПО ИМЕЮЩИМСЯ ДАННЫМ КА ВОЯДЖЕР 2

© 2021 г. Е. С. Беленькая[1,*]

[1] Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

*****E-mail: elena.belenkaya.msu@gmail.com*

Поступила в редакцию 04.05.2021 г.
После доработки 15.07.2021 г.
Принята к публикации 27.07.2021 г.

Предложен возможный механизм динамо за гелиопаузой для объяснения увеличения магнитного поля без изменения его направления, наблюдаемого космическими аппаратами Вояджер 1 и Вояджер 2 при пересечении границы гелиосферы. Перечислены необходимые условия работы динамо и показано, что они выполняются за гелиопаузой. Выполнение необходимых условий не гарантирует работу механизма динамо, но создает предпосылки для него. Статья основана на докладе, сделанном на конференции “Идеи С.Б. Пикельнера и С.А. Каплана и современная астрофизика” (ГАИШ МГУ, 8–12 февраля 2021 г.).

Ключевые слова: солнечный ветер, межзвездная среда, гелиосфера, гелиопауза, магнитное поле

DOI: 10.31857/S0004629921110049

1. ВВЕДЕНИЕ

Оба космических аппарата (КА) Вояджер, приближаясь к границе гелиосферы, обнаружили, что величина магнитного поля плавно увеличивается во внутреннем гелиошисе – области между внутренней ударной волной (termination shock) и гелиопаузой (границей гелиосферы) – и резко возрастает на гелиопаузе без изменения направления. По данным Вояджер 1 (V1) напряженность магнитного поля скачком увеличивалась от 0.2 до 0.4 нТл во время пересечения гелиопаузы [1]. 25 августа 2012 г. на расстоянии 121.7 а.е. на широте ~34.5° в гелиографической инерциальной системе координат V1 вошел во внешний гелиошис – область между гелиопаузой и возможной головной ударной волной в межзвездной среде [2, 3]. Поскольку в межзвездной среде скорость потока, звуковая и альфвеновская скорости одного порядка, внешней ударной волны может и не быть, поэтому само понятие внешнего гелиошиса теперь часто заменяют на термин “очень близкая межзвездная среда” (VLISM). Пространственный масштаб области резкого возрастания магнитного поля на гелиопаузе при ее пересечении КА V1 составлял 0.01–0.02 а.е. [4]. Таких пересечений гелиопаузы Вояджером 1 было не одно, а пять, возможно, из-за движений границы гелиосферы [1]. Неожиданно оказалось, что направление магнитного поля не изменилось во время пересечения гелиопаузы.

Burlaga et al. [1] объясняли наблюдаемое усиление магнитного поля за гелиопаузой явлением “магнитного барьера”, наподобие того, как это происходит у Земли, когда вблизи препятствия (магнитопаузы) ослабевает скорость обтекающего потока и увеличивается напряженность поля. Однако при этом не должно сохраняться направление магнитного поля солнечного ветра при пересечении гелиопаузы. Opher and Drake [5] представили результаты расчетов в построенной ими 3Д МГД-модели, согласно которым магнитное поле солнечного ветра влияет на магнитное поле вне гелиопаузы. Из их результатов следовало, что межзвездное магнитное поле закручивается вокруг гелиосферы по мере приближения к ней, при этом растет восточно-западный и убывает нормальный к гелиопаузе компонент. Только на больших расстояниях от гелиопаузы магнитное поле в межзвездной среде восстанавливает свое направление, отличающееся от спирали Паркера. Их модель включала пять жидкостей; учитывалась перезарядка ионов с нейтралами.

Наряду с другими объяснениями этого явления был предложен механизм динамо за гелиопаузой [6, 7]. Предполагалось, что вдоль силовых линий магнитного поля, закрученных из-за вращения Солнца в спирали Паркера, вблизи гелиопаузы движется плазма. Это вращение затухает за гелиопаузой, а выделяющаяся там энергия может

трансформироваться в магнитную, усиливая поле в очень близкой межзвездной среде.

Вояджер 2 (V2) пересек гелиопаузу 5 ноября 2018 г. на расстоянии ~119 а.е., на эклиптической широте −32.2° [8]. Во время этого пересечения напряженность магнитного поля резко увеличилась с ~0.5 до ~0.65 нТл [8, 9], при этом его направление почти не изменилось (в пределах 3°) [8]. Burlaga et al. [8] отмечали, что скорость и магнитное поле были параллельны поверхности гелиопаузы в точке пересечения. Авторы оценили толщину слоя с резким нарастанием магнитного поля на гелиопаузе по данным КА V2 ≤ 0.005 а.е. Наблюдалось всего одно пересечение гелиопаузы Вояджером 2.

Солнечный ветер, распространяясь от Солнца, вначале следует за магнитным полем до критических точек, расположенных на гелиоцентрическом расстоянии ≤ 20 солнечным радиусам, где звуковое (M_s) и Альфвеновское (M_A) числа Маха равны единице. За этими точками остается только радиальная составляющая скорости солнечного ветра, азимутальный и нормальный компоненты малы. Этот режим сохраняется до внутренней ударной волны, расположенной на радиальном расстоянии от Солнца ~94 а.е. для V1 и ~84 а.е. для V2 [10], за которой скорость снова может следовать за магнитным полем (см. раздел 2). Среднее направление магнитного поля за внутренней ударной волной совпадает со спиралью Паркера [10]. Описание того, как меняется режим течения плазмы при прохождении точки, где Альфвеновское число Маха равно единице, см., например, в [11, 12].

В настоящей работе дается дополнительная проверка выполнения необходимых условий генерации динамо в эпоху пролета Вояджера 2 для контроля гипотезы, высказанной после пересечения гелиопаузы Вояджером 1 [6, 7]. В работах [6, 7] впервые было показано выполнение необходимых условий возбуждения динамо за гелиопаузой. В разделе 2 описаны основные особенности действия динамо за гелиопаузой и рассмотрены условия вблизи места пересечения КА V2 с гелиопаузой для проверки выполнения необходимых условий работы динамо. В разделе 3 представлены выводы.

2. ДИНАМО ЗА ГЕЛИОПАУЗОЙ

Мы кратко перечислим здесь некоторые элементы предлагаемого механизма динамо, действующего за гелиопаузой, рассмотренные в работах Belenkaya [6, 7] для V1, и проверим, актуален ли этот механизм для КА V2. Мы полагаем, что до гелиопаузы (в гелиосфере) магнитное поле создано Солнцем и системой гелиосферного токового слоя, а за ней – звездами и межзвездной средой. По данным обоих космических аппаратов направление магнитного поля во внутреннем гелиошисе было в среднем близко к спирали Паркера [10]. Магнитное поле вне гелиопаузы драпируется вокруг нее [10]. При пересечении V1 и V2 с гелиопаузой направление магнитного поля практически не менялось (т.е. тоже описывалось спиралью Паркера), а его напряженность возрастала.

Elsasser [13] утверждал, что для работы динамо необходимо существование диффузионной области, поэтому в зоне динамо существенны вязкость и турбулентность. Вопрос о диффузии в области гелиопаузы рассматривали, например, Quenby and Webber [14]. В ближней локальной межзвездной среде турбулентность анизотропна [15].

Для формирования азимутального магнитного поля ($\mathbf{B}_{VLISM_\varphi}$) из фонового полоидального ($\mathbf{B}_{VLISM_p}$) механизмом динамо за гелиопаузой необходимо существование дифференциального вращения [см., например, 16]. Дифференциальное вращение за гелиопаузой может быть из-за торможения вращения в слое с более низкой проводимостью по сравнению с высокой продольной проводимостью вне его. Baranov and Fahr [17] отмечали, что из-за наличия большого количества нейтральных атомов водорода в VLISM сечение их столкновений с заряженными частицами может превышать сечение столкновений заряженных частиц между собой.

Если в грубом приближении гелиопаузу аппроксимировать параболоидом вращения, то к ней можно применить подход, разработанный Алексеевым [18] и Алексеевым и Калегаевым [19]. В этих работах оценивалось эффективное магнитное число Рейнольдса $R_{m\text{-}eff} = (R_1/\delta_B)^2$ для параболоидного диссипативного слоя магнитопаузы Земли, где R_1 – пространственный масштаб магнитопаузы, определяемый геоцентрическим расстоянием до ее подсолнечной точки, а δ_B – толщина диссипативного слоя, на котором резко меняется магнитное поле. Характерный размер гелиопаузы, рассматриваемой как тонкий параболоидный диссипативный слой, на котором резко меняется магнитное поле, порядка $R_1 \approx 120$ а.е., судя по данным Вояджеров (расстояние от центра Солнца). Толщина δ_B, согласно данным Вояджер 1, порядка 0.01–0.02 а.е. Отсюда следует, что эффективное магнитное число Рейнольдса, определяемое уравнением $(R_{m\text{-}eff})^{1/2} = R_1/\delta_B \approx 8000$, порядка $R_{m\text{-}eff} \approx 64 \times 10^6$. По определению $R_{m\text{-}eff} = \mu_0\sigma_{eff}R_1V_{eff}$, где σ_{eff} – эффективная электрическая проводимость в тонком диффузионном слое гелиопаузы, а V_{eff} – характерная скорость. Если считать, что средняя скорость за гелиопаузой порядка скорости в ближней межзвездной среде ~26 км с$^{-1}$ [20], то получим $\sigma_{eff} = R_{m\text{-}eff}/(\mu_0R_1V_{eff}) \approx$

$\approx 10^9$ с$^{-1}$. Таким образом, эффективную проводимость в тонком диффузионном слое гелиопаузы можно оценить как $\sigma_{eff} \approx 10^9$ с$^{-1}$ [6], а проводимости солнечного ветра и VLISM: $\sigma_{sw} = 10^{14}$–10^{16} с$^{-1}$ [21] и $\sigma_{VLISM} = 3.5 \times 10^{12}$ с$^{-1}$ (для частично ионизованной плазмы VLISM) [17]. Это означает, что проводимость на гелиопаузе ниже, чем вне нее, что может служить причиной возникновения дифференциального вращения.

Для роста $\mathbf{B}_{VLISM_\varphi}$ необходимо наличие фонового полоидального магнитного поля $\mathbf{B}_{VLISM_p}$. Фоновое полоидальное магнитное поле в межзвездном пространстве ~0.3 нТл [22–24]. Рост полоидального компонента магнитного поля из растянутого тороидального может быть реализован за гелиопаузой за счет α-эффекта. Для α-эффекта важна средняя плотность спиральности $h = \mathbf{V}_{VLISM}(\nabla \times \mathbf{V}_{VLISM})$, так как она пропорциональна коэффициенту α, который связывает среднее магнитное поле $\langle \mathbf{B}_{VLISM} \rangle$ со средней электродвижущей силой ε ($\varepsilon = \alpha \langle \mathbf{B}_{VLISM} \rangle$). Среднюю электродвижущую силу можно записать как $\varepsilon = \langle \mathbf{V}_{VLISM_p} \times \mathbf{B}_{VLISM_s} \rangle$ [6], где $\mathbf{V}_{VLISM_p}$ – полоидальная составляющая скорости в VLISM, а $\mathbf{B}_{VLISM_s}$ – составляющая магнитного поля в VLISM в направлении *s*, перпендикулярном оси вращения Солнца. Межзвездная плазма, обтекающая гелиопаузу, обеспечивает полоидальную скорость $\mathbf{V}_{VLISM_p}$, а отклонение направления фонового магнитного поля в межзвездной среде от оси вращения Солнца дает неосесимметричный компонент $\boldsymbol{B}_{VLISM_s}$. Таким образом, необходимые условия для усиления магнитного поля межзвездной среды рассмотренными здесь движениями проводящей плазмы могут реализоваться за гелиопаузой в динамо-области.

Магнитное насыщение может быть грубо оценено из равнораспределения магнитной и кинетической энергий [25], что означает, что плотность энергии магнитного поля должна быть порядка плотности кинетической энергии потока, генерирующего динамо [26]. Кинетическая энергия, которая может быть потрачена на усиление магнитного поля, представляет собой энергию затухающего вращения за гелиопаузой.

Krimigis et al. [3] отмечали, что флуктуации тангенциальной скорости, измеренной КА V2 во внутреннем гелиошисе, составляли от 60 до 160 км с$^{-1}$. Вблизи гелиопаузы тангенциальная скорость достигала ~147 км с$^{-1}$ [3]. Данные по скорости за пределами гелиопаузы отсутствуют. Значения скорости, полученные на V2, были измерены во внешней гелиосфере напрямую впервые, так как на КА V1 непосредственных измерений скорости и плотности не было с 1980 г. Все три компонента скорости во внутреннем гелиошисе по данным V2 изменились после прохождения внутренней ударной волны [9].

По данным о средних значениях плотности $\langle n \rangle \sim 0.002$ см$^{-3}$ [27], магнитного поля $\langle B \rangle \sim 0.4$ нТл и тангенциальной скорости $\langle V \rangle \leq 147$ км с$^{-1}$ во внутреннем гелиошисе [9] можно найти соотношение между средней скоростью плазмы и альфвеновской скоростью $U_A \sim 200$ км с$^{-1}$ в этой области: $\langle V \rangle \leq U_A$. Следовательно, во внутреннем гелиошисе течение плазмы становится доальфвеновским. При этом магнитное поле снова контролирует движение плазмы, как вблизи Солнца, и плазма движется вдоль спиральных магнитных силовых линий (восстанавливается вращение плазмы, прерванное при прохождении солнечным ветром критических точек).

Opher and Drake [5] представили модель, в которой они показали, что для ненулевого магнитного поля солнечного ветра межзвездное магнитное поле за гелиопаузой вращается в направлении вращения Солнца. Мы полагаем, что максимальная азимутальная скорость за гелиопаузой меньше/равна азимутальной скорости во внутреннем гелиошисе у гелиопаузы. Для того, чтобы усилить магнитное поле в межзвездной среде, азимутальная скорость в VLISM ($V_{VLISM_\varphi} = 147$ км с$^{-1}$) должна быть больше скорости потока в межзвездной среде (~26 км с$^{-1}$), что подтверждается измерениями.

Кроме того, если во время затухания вращения высвободившаяся энергия идет на усиление магнитного поля за гелиопаузой (гидромагнитное динамо), то плотности кинетической энергии вращения и магнитной энергии усиленного поля должны быть одного порядка [26]. Это эквивалентно условию $V_{VLISM_\varphi} \geq U_{A\text{-}VLISM}$, где $U_{A\text{-}VLISM}$ – альфвеновская скорость в межзвездной среде вблизи гелиопаузы. За гелиопаузой плотность плазмы во время пролета V2 в январе 2019 г., найденная по измеренной частоте 1.78 кГц ленгмюровских колебаний электронов, была ~0.04 см$^{-3}$ [9]. Для измеренного магнитного поля 0.65 нТл значение альфвеновской скорости в VLISM было $U_{A\text{-}VLISM} \sim 69$ км с$^{-1}$. Если азимутальная скорость вращения, которое тормозится за гелиопаузой, больше $U_{A\text{-}VLISM}$, необходимое условие работы динамо выполнено. По измерениям Вояджера 2 $V_{VLISM_\varphi} \sim 147$ км с$^{-1}$ [3], следовательно, $V_{VLISM_\varphi} > U_{A\text{-}VLISM}$.

Ширина внешнего магнитошиса, предположительно, ~150 а.е. или больше [28]. Burlaga and Ness [29] отмечали, что влияние Солнца сказывается во внешнем гелиошисе, несмотря на то, что плазма и магнитное поле из гелиосферы не проникают туда. Динамо механизм действует в относительно тонком слое с эффективной диссипацией. В рассматриваемом случае таким слоем

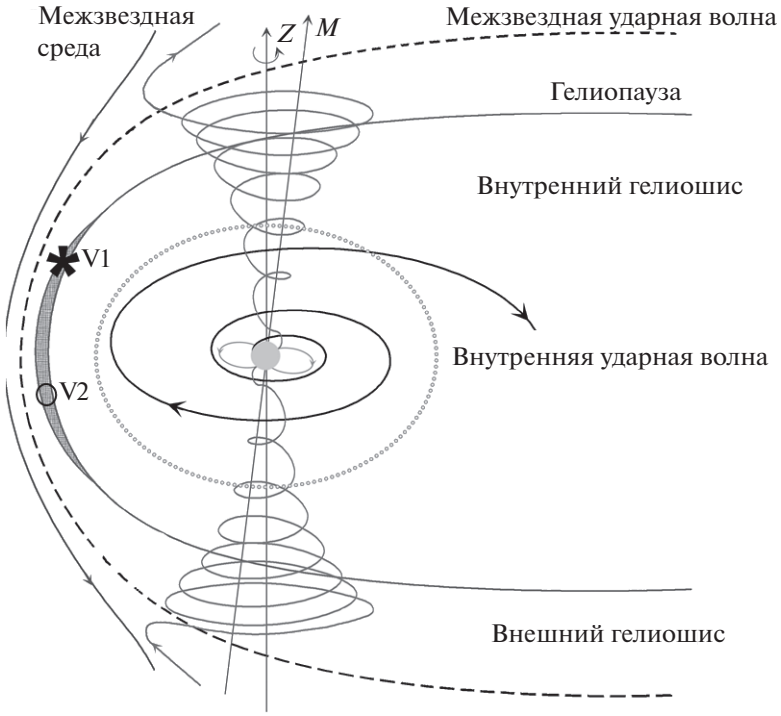

Рис. 1. Схема переноса вращения Солнца на гелиопаузу.

являются гелиопауза и ближайшая к ней область межзвездной среды. Можно выделить два граничных слоя. В одном из них с толщиной δ_v меняется скорость, в другом с толщиной δ_B меняется магнитное поле. Отношение толщин этих граничных слоев зависит от свойств среды [30]:

$$\delta_v/\delta_B = (\mu_0\sigma\nu)^{1/2}.$$

Здесь μ_0 – магнитная постоянная, σ – проводимость, ν – эффективная вязкость. В предложенной модели для генерации магнитного поля необходимо, чтобы $\delta_v/\delta_B > 1$. Мы полагаем, что циркуляция переносится из гелиосферы за пределы гелиопаузы и тормозится в прилегающем к ней слое во внешнем гелиошисе. При этом магнитное поле меняется в очень узкой области (δ_B). Если это измененное направление межзвездного магнитного поля сохраняется на масштабе, по крайней мере, 20 а.е. за гелиопаузой [29, 31], то согласно предложенной нами теории, это означает, что в этой области все еще не изменилась скорость ($\delta_v > 20$ а.е.), что соответствует условию $\delta_v/\delta_B > 1$. Это неравенство совпадает с необходимым условием, полученным Ландау и Лифшицем [30] для спонтанного возбуждения магнитного поля во время возрастания малых магнитных возмущений. Оно означает, что для работы динамо магнитное число Прандтля должно превышать 1 ($Pr_m = \mu_0\sigma\nu > 1$). Если $\delta_B \sim 0.01$–0.02 а.е. для Вояджера 1 [4] и $\delta_B \le 0.005$ а.е. для Вояджера 2 [8], а δ_v во внешнем гелиошисе по данным Вояджер 1 больше 20 а.е. [29, 31], то это не противоречит предложенной модели. Необходимое условие работы динамо выполнено. Другие необходимые условия: отсутствие зеркальной и аксиальной симметрии в магнитном поле и поле скоростей, большие значения числа Рейнольдса до, после и на гелиопаузе [см. 6, 7], упомянутая выше меньшая величина проводимости гелиопаузы по сравнению с проводимостями в окружающем пространстве также выполнены. Выполнение необходимых условий существования динамо создает предпосылки для его работы за гелиопаузой.

На рис. 1 схематически показана межзвездная среда, окружающая гелиосферу, ограниченную гелиопаузой; возможная межзвездная ударная волна нарисована штриховой линией; точками показана внутренняя ударная волна (termination shock). Между межзвездной ударной волной и гелиопаузой расположен внешний гелиошис, между гелиопаузой и внутренней ударной волной – внутренний гелиошис. Открытые гелиосферные силовые линии образуют спирали Паркера. Показаны низкоширотные замкнутые силовые линии. Между открытыми и замкнутыми силовыми линиями расположен гелиосферный токовый слой. Заштрихована область динамо на гелиопаузе. V1 и V2, отмеченные звездочкой и кружком, показывают места пересечения гелиопаузы космическими аппаратами Вояджер 1 и 2.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вояджеры 1 и 2 обнаружили неожиданные свойства в изменении магнитного поля при пересечении гелиопаузы: быстрый рост величины поля на короткой пространственной шкале с сохранением его направления. Belenkaya [6, 7] ранее предложила для объяснения этого явления возможный механизм динамо за гелиопаузой. В настоящей работе мы проверили выполнение необходимых условий для работы динамо по данным КА Вояджер 2. Мы показали, что за внутренней ударной волной (termination shock) движение солнечного ветра при пролете Вояджера 2 стало доальфвеновским, восстановился контроль магнитного поля за движением плазмы вдоль магнитных силовых линий, имеющих форму спиралей Паркера. Таким образом, за счет энергии вращения Солнца может восстановиться вращение плазмы вблизи гелиопаузы, отсутствовавшее на гелиоцентрических расстояниях от критических точек, где звуковое и Альфвеновское числа Маха равны 1 (14–20 радиусов Солнца), до внутренней ударной волны в солнечном ветре (84–94 а.е.) Затухание этого вращения в очень близкой межзвездной среде может служить источником энергии для работы динамо, усиливающего магнитное поле межзвездной среды. Рассматриваемая проблема может быть актуальной для усиления магнитного поля за границей астросферы быстро вращающейся магнитной звезды.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Автор благодарит правительство Российской Федерации и Министерство высшего образования и науки РФ за поддержку по гранту 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *L. F. Burlaga, N. F. Ness, and E. C. Stone*, Science **341**, 147 (2013).
2. *D. A. Gurnett, W. S. Kurth, L. F. Burlaga, and N. F. Ness*, Science **341**, 1489 (2013).
3. *S. M. Krimigis, R. B. Decker, E. C. Roelof, M. E. Hill, C. O. Bostrom, K. Dialynas, G. Gloeckler, D. C. Hamilton, E. P. Keath, and L. J. Lanzerotti*, Nature Astron. **3**, 997 (2019).
4. *W. R. Webber and F. B. McDonald*, Geophys. Res. Lett. **40**, 1665 (2013).
5. *M. Opher, J. F. Drake*, Astrophys. J. Lett. **778**, L26 (2013).
6. *E. S. Belenkaya*, Solar Phys. **290**, 2077 (2015).
7. *E. S. Belenkaya*, in *Electric currents in Geospace and Beyond*, eds. A. Keiling, O. Marghitu, M. Wheatland, AGU Geophysical Monograph Series **235**, 207 (2018).
8. *L. F. Burlaga, N. F. Ness, D. B. Berdichevsky, J. Park, L. K. Jian, A. Szabo, E. C. Stone, and J. D. Richardson*, Nature Astron. **3**, 1007 (2019).
9. *J. D. Richardson, J. W. Belcher, P. Garcia-Galindo, and L. F. Burlaga*, Nature Astron. **3**, 1019 (2019).
10. *L. Burlaga*, Journal of Physics: Conf. Ser. **642**, 012003 (2015).
11. *E. S. Belenkaya and M. L. Khodachenko*, International Journal of Astronomy and Astrophysics **2**, 81 (2012).
12. *E. S. Belenkaya, M. L. Khodachenko, and I. I. Alexeev*, in *Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments*, eds. H. Lammer and M. Khodachenko, Astrophys. and Space Science Library **411**, 239 (2015).
13. *W. M. Elsasser*, J. Geophys. Res. **61**, 340 (1956).
14. *J. J. Quenby and W. R. Webber*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **453**, 1297 (2015).
15. *F. Fraternale, N. V. Pogorelov, J. D. Richardson, and D. Tordella*, Astrophys. J. **872**, 40 (2019).
16. *H. K. Moffat Magnetic field generation in electrically conducting fluids* (Cambridge University Press, Cambridge, 1978).
17. *V. B. Baranov and H. J. Fahr*, J. Geophys. Res. **108**, A3, 1110 (2003).
18. *I. I. Alexeev*, J. Geomag. Geoelectr. **38**, 1199 (1986).
19. *I. I. Alexeev and V. V. Kalegaev*, J. Geophys. Res. **100**, 19267 (1995).
20. *M. Witte*, Astron. and Astrophys. **426**, 835 (2004).
21. *I. I. Alexeev, A. P. Kropotkin, and I. S. Veselovsky*, Solar Phys. **79**, 385 (1982).
22. *E. N. Parker*, Astrophys. J. **401**, 137 (1992).
23. *P. C. Frisch, A. Berdyugin, H. O. Funsten, A. M. Magalhaes, et al.*, Journal of Physics: Conf. Ser. **577**, 012010 (2014).
24. *N. A. Schwadron, F. C. Adams, E. Christian, P. Desiati, et al.*, Journal of Physics: Conf. Ser. **531**, 012010 (2014).
25. *A. Shluter and L. Biermann, Z. Naturforsh*. **5a**, 237 (1950).
26. *С. И. Вайнштейн, Я. Б. Зельдович*, Усп. физ. наук **106**, 431 (1972).
27. *D. A. Gurnett and W. S. Kurth*, Nature Astron. **3**, 1024 (2019).
28. *G. P. Zank*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. **53**, 449 (2015).
29. *L. F. Burlaga and N. F. Ness*, Astrophys. J. **829**, 134 (2016).
30. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц Электродинамика сплошных сред* (Москва, Наука, 1982).
31. *L. F. Burlaga, W. S. Kurth, D. A. Gurnett, D. B. Berdichevsky, L. K. Jian, N. F. Ness, J. Park, and A. Szabo*, Astrophys. J. **911**, 61 (2021).

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2021, том 98, № 11, с. 949–968

ГЕОЭФФЕКТИВНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ ВБЛИЗИ МИНИМУМА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО ДАННЫМ ДВУХЛЕТНЕЙ СЕРИИ НАБЛЮДЕНИЙ МЕЖПЛАНЕТНЫХ МЕРЦАНИЙ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ БСА ФИАН

© 2021 г. И. В. Чашей[1,*], Т. О. Лебедева[1], С. А. Тюльбашев[1], И. А. Субаев[1]

[1] *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

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

Поступила в редакцию 26.05.2021 г.
После доработки 07.07.2021 г.
Принята к публикации 27.07.2021 г.

Совместный анализ данных мониторинга межпланетных мерцаний с солнечными и геофизическими данными показал, что на фазе спада 24 цикла солнечной активности доминирующая роль в геомагнитных возмущениях связана с коротирующими возмущениями в солнечном ветре. В 2018–2019 гг. при приближении к глубокому минимуму активности из 13 сильных магнитных бурь 12 вызвано приходом к Земле сжатой части областей взаимодействия разноскоростных потоков и только в одном событии, 11.05.2019 г., наблюдалось наложение вспышечных возмущений на коротирующее. Сравнение с результатами аналогичных данных 2016 и 2017 г. показывает существование коротирующих возмущений с временем жизни по крайней мере несколько оборотов Солнца. Подтвержден вывод о том, что за 3–4 сут до прихода сжатой части возмущения к Земле начинается ослабление вечерних и ночных мерцаний, которое может быть интерпретировано как существенное понижение уровня мелкомасштабной турбулентности плазмы в протяженной области перед фронтальной частью возмущения. Ослабление секундных мерцаний в вечернем секторе длительностью 2–3 сут может рассматриваться как предвестник приближения к Земле коротирующего возмущения. Как и в 2016–2017 гг., одновременно с магнитной бурей происходит усиление секундных мерцаний, которое наиболее четко фиксируется, если буря происходит в вечерние или ночные часы.

Ключевые слова: солнечный ветер, крупномасштабные возмущения, межпланетные мерцания

DOI: 10.31857/S0004629921110050

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения межпланетных мерцаний используются для детектирования крупномасштабных возмущений в солнечном ветре [1–5]. Во многих случаях крупномасштабные возмущения являются геоэффективными и сопровождаются магнитными бурями [6, 7]. Наблюдения межпланетных мерцаний дают информацию об уровне флуктуаций концентрации плазмы на масштабах порядка дифракционного Френелевского масштаба в направлении на удаленный компактный источник, зондирующий среду. Одной из основных характеристик мерцаний является индекс мерцаний (относительный уровень флуктуаций потока источника), который, как показано в [8], примерно пропорционален средней концентрации плазмы. Известны два основных типа крупномасштабных возмущений: распространяющиеся возмущения (interplanetary coronal mass ejection, ICME), которые генерируются в короне после вспышек, и коротирующие области взаимодействия быстрых и медленных потоков солнечного ветра. Эти типы возмущений на длительных временных масштабах в среднем сравнимы по геоэффективности, причем распространяющиеся возмущения преобладают в фазе максимума солнечной активности, а коротирующие чаще наблюдаются при низком уровне солнечной активности [6, 7]. Ранее по данным мониторинга межпланетных мерцаний на радиотелескопе БСА ФИАН были исследованы два сопровождавшихся магнитными бурями события, связанные с распространяющимися возмущениями: распространяющийся в направлении на Землю выброс ICME типа гало [9] и лимбовый ICME выброс [10]. Было показано, что для этих возмущений время между регистрацией выброса по мерцаниям и вспышкой в короне примерно вдвое меньше времени распространения между Солнцем и Землей, что соответствует регистрации выброса примерно на 0.5 а.е. В работах [11, 12] проанализированы данные мониторинга межпланетных

мерцаний, связанные с коротирующими возмущениями, наблюдавшимися в течение 2016 и 2017 г. на фазе спада солнечной активности. В настоящей работе, которая продолжает [11, 12], анализируются данные наблюдений, связанные с коротирующими возмущениями, наблюдавшимися в 2018 и 2019 г. Проведено сопоставление данных по геомагнитной возмущенности (http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/index.html), характеризующейся индексом Dst, вспышечной активностью короны по измерениям рентгеновского спутника GOES (http://www.tesis.lebedev.ru/sun_flares.html) и уровню межпланетных мерцаний по данным наблюдений на радиотелескопе БСА ФИАН. Не анализируя индивидуальные солнечно-земные события в целом, мы концентрируемся на особенностях динамики уровня мерцаний. Проводится сравнение полученных результатов с результатами работ [11, 12].

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ МОНИТОРИНГА МЕЖПЛАНЕТНЫХ МЕРЦАНИЙ

Подробно методика наблюдений и обработка данных в режиме мониторинга описаны в работе [13]. Наблюдения межпланетных мерцаний проводились на радиотелескопе БСА ФИАН с рабочей частотой 111 МГц, ширина полосы составляла 430 кГц. С частотой съема информации 0.1 с круглосуточно записываются флуктуации плотности потока излучения всех радиоисточников, попадающих в 96-лучевую диаграмму направленности радиотелескопа, которая перекрывает область склонений от $-8°$ до $+42°$. В течение суток регистрируются мерцания около 5000 компактных источников. Исследуемая область неба разбивается на квадратные площадки (пиксели) размером $3° \times 3°$ ($3°$ по склонению $\times 12$ мин по прямому восхождению) и с учетом известной дисперсии шумов для каждой площадки вычисляется количество источников N с мерцающим потоком больше 0.1 Ян, $\sigma_{sc} > 0.1$ Ян. Типичные значения N в наших измерениях от нескольких единиц до 10. Далее вычисляется величина

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

где нормировочный коэффициент

$$N_{\text{eff}} = \left\langle N^2 \right\rangle / \left\langle N \right\rangle \quad (2)$$

определяется в результате усреднения по всем площадкам за 24 ч. Использование M вместо N позволяет подавить возможные вариации уровня шумов. Как показано в [13], значение M (1) пропорционально среднему по данной площадке индексу мерцаний,

$$M \sim \left\langle m^2 \right\rangle = \left\langle dI^2 \right\rangle / \left\langle I \right\rangle^2, \quad (3)$$

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

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

3. АНАЛИЗ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ СОБЫТИЙ

В 2018 г. первоначально было найдено 7 событий, для которых величина индекса Dst опускалась до -50 нТ и ниже. В результате анализа этих событий было добавлено событие #6, минимальное значение индекса Dst которого не опустилось ниже -50, но по характеристикам аналогично остальным. В 2019 г. найдено 5 событий. Данные по изменению Dst сопоставлены с данными вспышечной активности короны по измерениям рентгеновского спутника GOES-15. Даты событий, минимальные значения Dst и сопоставление с вспышками классов M и X приведены в табл. 1.

Как можно увидеть из табл. 1, в периоды, предшествующие геомагнитным возмущениям, достаточно сильных рентгеновских вспышек классов M и X не наблюдалось. Событиям #1 и #2 2019 г. предшествовала серия рентгеновских вспышек класса C в период 04–09.05.2019 г. Остановимся подробнее на событиях, перечисленных в табл. 1.

События 2018 года

Событие #1: 18.03.2018 г.

18.03.2018 22 UT (DOY77) около 22UT (01^{h} мск) произошло уменьшение индекса Dst с пиковым значением -50 нТ и величиной K_{p} индекса 6. На рис. 1а приведены зависимости от времени суток для отношения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний данных суток к предыдущим для DOY 77 четырех суток и суток после DOY 77. Отметим, что вариации уровня мерцаний на рис. 1а и других аналогичных рисунках являются значимыми, так как каждая

Таблица 1. События 2018 и 2019 г.

№	Дата	$(D_{st})_{min}$, нТ	Примечание
		События 2018 г.	
1	18.03.2018 22 UT	−50	Вспышек C, M и X класса в предшествующий период не наблюдалось
2	20.04.2018 10 UT	−66	Вспышек C, M и X класса в предшествующий период не наблюдалось
3	06.05.2018 02–03 UT	−56	Вспышек C, M и X класса в предшествующий период не наблюдалось
4	26.08.2018 07–08 UT	−174	Вспышек C, M и X класса в предшествующий период не наблюдалось
5	10.09.2018 23–24 UT 11.09.2018 11 UT	−50 −60	Вспышек C, M и X класса в предшествующий период не наблюдалось
6	22.09.2018 04h UT	−48	Вспышек C, M и X класса в предшествующий период не наблюдалось
7	07.10.2018 22 UT	−53	Вспышек C, M и X класса в предшествующий период не наблюдалось
8	05.11.2018 06–07 UT	−51	Вспышек C, M и X класса в предшествующий период не наблюдалось
		События 2019 г.	
1	11.05.2019 22h UT	−51	В предверии событий 1 и 2 наблюдалось множество вспышек класса C
2	14.05.2019 09h UT	−65	
3	05.08.2019 21h UT	−53	Вспышек C, M и X класса в предшествующий период не наблюдалось
4	01.09.2019 07h и 21h UT	−52 и −51	Вспышек C, M и X класса в предшествующий период не наблюдалось
5	28.09.2019 00h UT	−49	Вспышек C, M и X класса в предшествующий период не наблюдалось

точка получена усреднением по более чем 200 индивидуальным источникам.

На второй панели рис. 1а видно начало ослабления вечерних мерцаний около 18^h DOY74, которое продолжилось в ночные и утренние часы DOY75. На второй и третьей панелях рис. 1а видно, что в вечерние часы с 16^h до 21^h DOY75 наблюдалось усиление вечерних мерцаний. Падение D_{st} с пиком около 22^h DOY78 обозначено стрелкой на предпоследней панели рис. 1а. На рис. 1б приведены данные по скорости и плотности солнечного ветра у орбиты Земли, полученные по измерениям на спутнике WIND. Время, прошедшее после начала понижения вечерних мерцаний в 15^h DOY74 и пиком D_{st} 22^h DOY78, составило около 80 ч, что соответствует повороту Солнца на угол около 45°.

Событие #2: 20.04.2018 г.

20.04.2018 г. (DOY110) около 06UT (09^h мск) произошло сильное уменьшение индекса Dst с пиковым значением −66 нТ и величиной K_p индекса 6. На рис. 2а приведены зависимости от времени суток для отношения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний данных суток к предыдущим для DOY 110 четырех суток и суток после DOY 110.

На первой панели рис. 2а видно, что в ночные часы около 22^h DOY108 наблюдалось сильное ослабление мерцаний, продолжающееся до 17^h DOY108, которое усиливалось в ночные часы DOY108-DOY109 и DOY109-DOY11. На предпоследней панели видно усиление мерцаний в период с 06^h до 11^h.

На рис. 2б приведены данные по скорости и плотности солнечного ветра у орбиты Земли, полученные по измерениям на спутнике WIND. На рис. 2б видно значительное увеличение плотности плазмы для DOY110, что сопровождается увеличением скорости плазмы. Время, прошедшее после начала понижения вечерних мерцаний в 22^h DOY108 и пиком D_{st}, составило около 62 ч, что соответствует повороту Солнца на угол около 33°.

Событие #3: 06.05.2018 г.

В ночь с 05.05.2018 г. (DOY125) на 06.05.2018 г. (DOY 126) произошло уменьшение индекса D_{st} с минимумом −56 нТ в 02.00 UT (05.00 мск), величина K_p индекса при этом увеличилась до 6. На рис. 3а приведены зависимости от времени суток для отношения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний данных суток к предыдущим для DOY 126, четырех суток, предшествовавших DOY 126, и суток после DOY 126. Как видно из рис. 3а, в ночные часы DOY 122 началось ослабление мерцаний, которое усилилось в ночные часы двух последующих суток DOY123-DOY124 и сохранилось в ночные часы DOY125. Около 19^h DOY 124 наблюдалось кратковременное усиление мерцаний. Усиления вечерних и ночных мерцаний DOY 125 и DOY 126 обусловлены примыкающей к Земле областью солнечного ветра.

На рис. 3б приведены данные по скорости и плотности солнечного ветра у орбиты Земли, полученные по измерениям на спутнике WIND. На

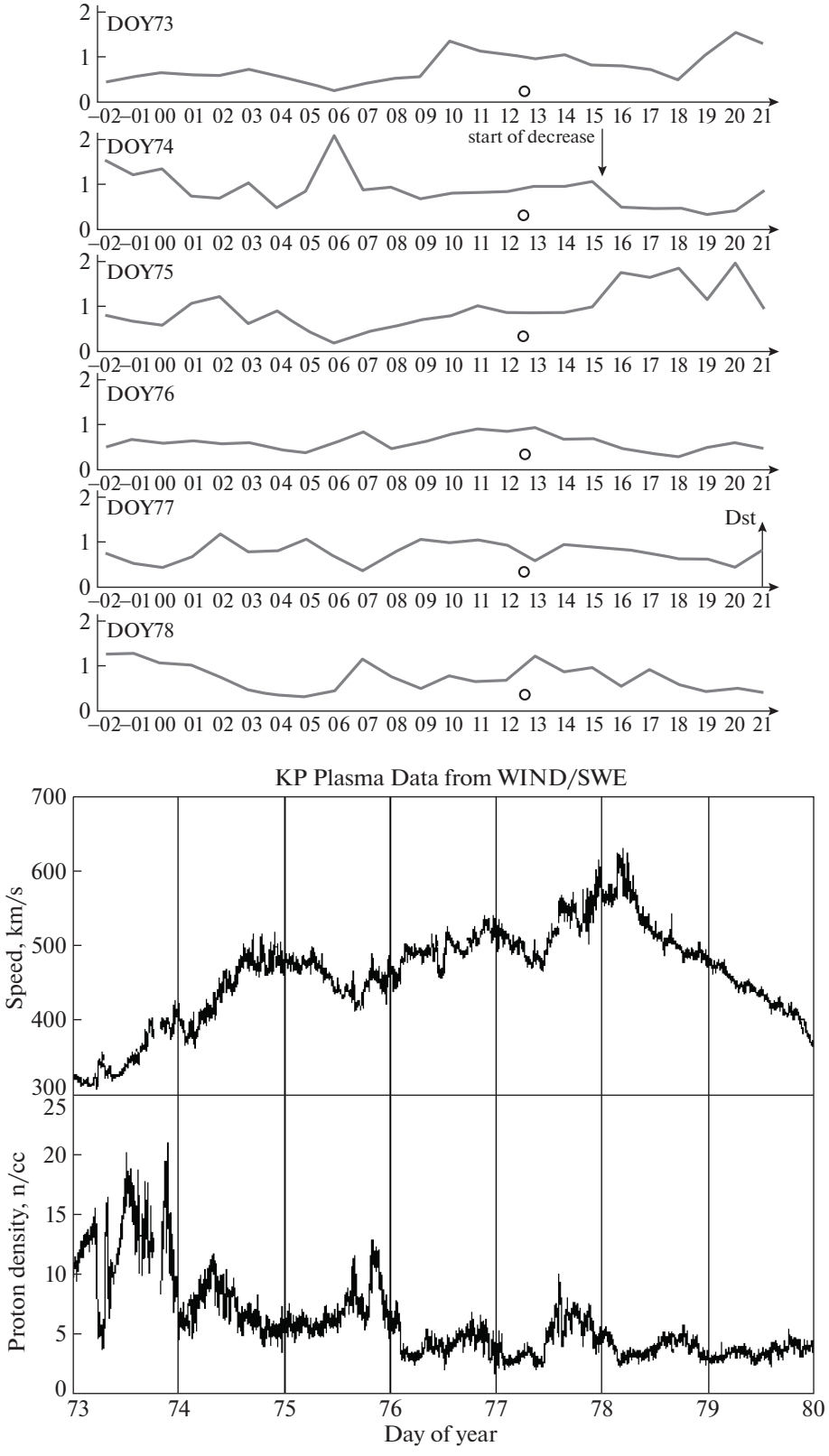

Рис. 1. Событие #1, 18.03.2018. а) По оси ординат – отношение среднего по всем склонениям (16 пикселей) и по часовым интервалам (5 пикселей) квадрата индекса мерцаний для данного дня к предыдущему дню. По оси абсцисс – московское время с 00^h до 23^h текущего дня (мск). Вертикальными стрелками обозначено время пикового уменьшения Dst. Кружок на горизонтальной оси соответствует кульминации Солнца. б) Скорость солнечного ветра и концентрация протонов по измерениям на спутнике WIND. Данные для панелей б) на этом и следующих рисунках получены в архиве OMNIWeb (http://omniweb.gsfc.nasa.gov/html/omni_source.html#pla).

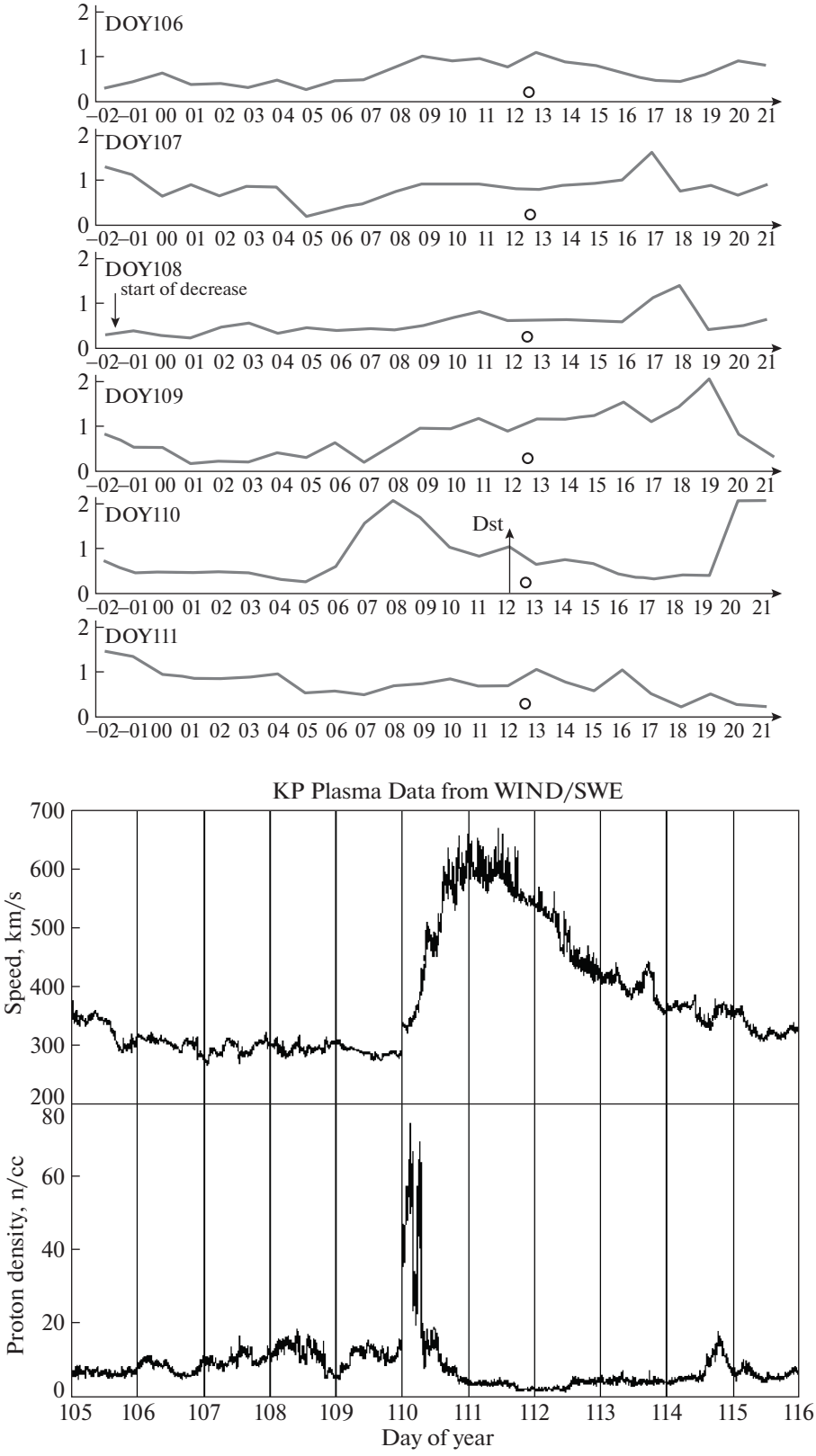

Рис. 2. Событие #2, 20.04.2018. а) По оси ординат – отношение среднего по всем склонениям (16 пикселей) и по часовым интервалам (5 пикселей) квадрата индекса мерцаний для данного дня к предыдущему дню. По оси абсцисс – московское время с 00^h до 23^h текущего дня (мск). Вертикальными стрелками обозначено время пикового уменьшения Dst. Кружок на горизонтальной оси соответствует кульминации Солнца. б) Скорость солнечного ветра и концентрация протонов по измерениям на спутнике WIND.

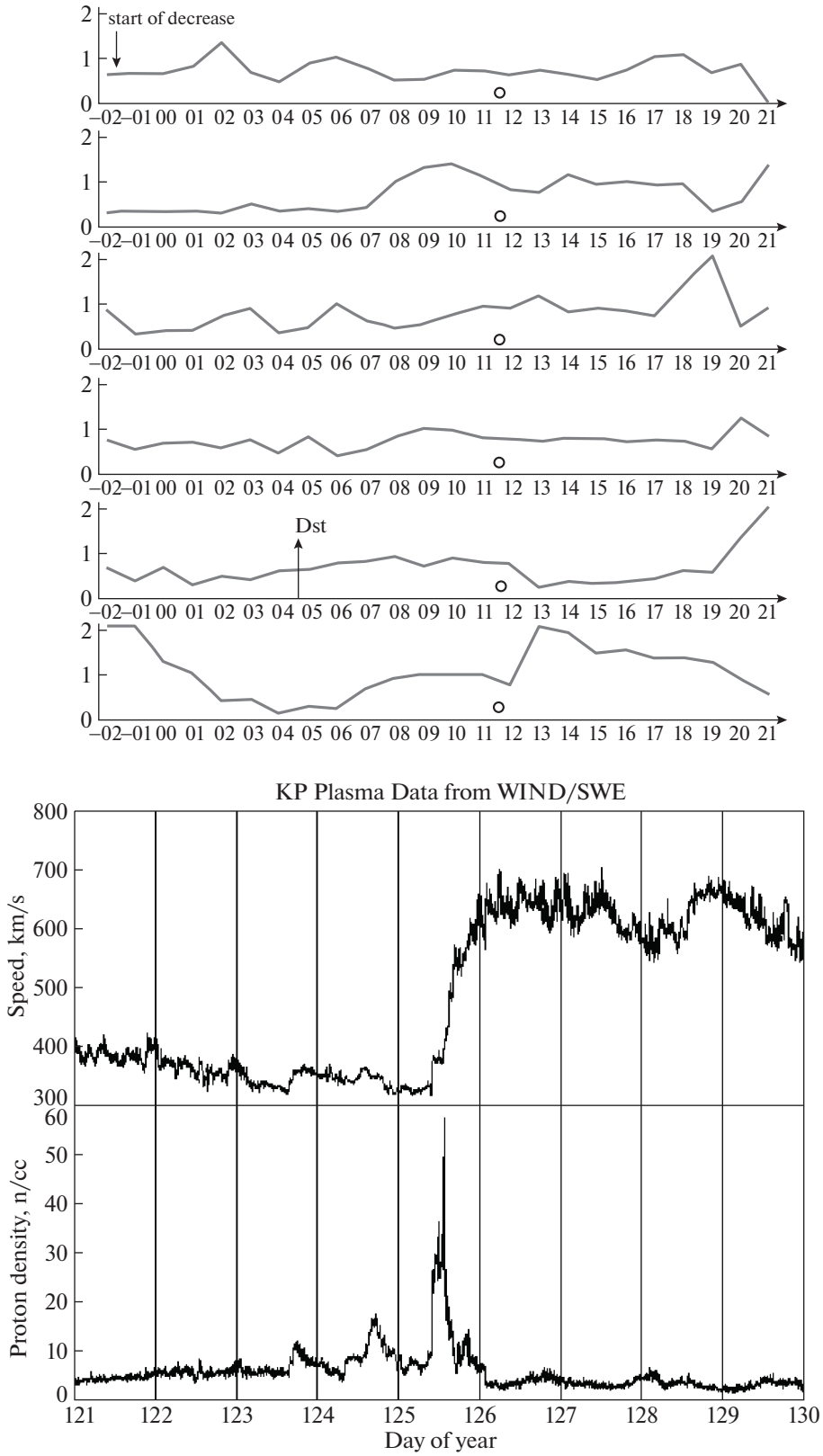

Рис. 3. Событие #3, 06.05.2018. а) По оси ординат – отношение среднего по всем склонениям (16 пикселей) и по часовым интервалам (5 пикселей) квадрата индекса мерцаний для данного дня к предыдущему дню. По оси абсцисс – московское время с 00^h до 23^h текущего дня (мск). Вертикальными стрелками обозначено время пикового уменьшения Dst. Кружок на горизонтальной оси соответствует кульминации Солнца. б) Скорость солнечного ветра и концентрация протонов по измерениям на спутнике WIND.

рис. 3б видно значительное кратковременное увеличение плотности плазмы для DOY125, которое сопровождается последующим значительным увеличением скорости плазмы. Время, прошедшее после начала понижения вечерних мерцаний в 22^h DOY121 и пиком D_{st}, составило около 102 ч, что соответствует повороту Солнца на угол около 60°.

Событие #4: 26.08.2018 г.

26.08.2017 г. (DOY238) около 07.00 UT (10.00 мск) произошло сильное уменьшение индекса D_{st} с пиковым значением −174 нТ и величиной K_p индекса 7. На рис. 4а приведены зависимости от времени суток для отношения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний данных суток к предыдущим для DOY 238 четырех суток, предшествовавших DOY 238, и суток после DOY 238.

На второй панели рис. 4а видно, что в вечерние и ночные часы около 22^h DOY234 наблюдалось сильное ослабление мерцаний, продолжающееся до 8^h утра DOY235, которое усилилось в ночные часы DOY235–DOY236, вечерние и ночные часы DOY236–DOY237 и ночные часы DOY237–DOY238. В дневные часы DOY 237 наблюдалось усиление мерцаний. В вечерние часы DOY238 с 19^h до 22^h произошло значительное усиление мерцаний, сопутствующее магнитной буре и связанное с приходом к Земле возмущенного потока плазмы.

На рис. 4б приведены данные по скорости и плотности солнечного ветра у орбиты Земли, полученные по измерениям на спутнике WIND. На рис. 4б видно увеличение плотности плазмы для DOY 236, DOY237, DOY 238, что сопровождается увеличением скорости плазмы. Время, прошедшее после начала понижения вечерних мерцаний в 22^h DOY234 и пиком D_{st}, составило около 108 ч, что соответствует повороту Солнца на угол около 60°.

Событие #5: 10.09.2018 г.

В ночь с 10.09.2018 г. (DOY253) на 11.09.2018 г. (DOY 254) и днем 11.09.2018 г. произошло уменьшение индекса D_{st} с минимумом −50 нТ в 23 UT (02^h мск) и −60 нТ в 11 UT (14^h мск), величина K_p индекса при этом увеличилась до 6. На рис. 5а приведены зависимости от времени суток для отношения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний данных к предыдущим для DOY 253 четырем суткам и суткам после DOY 253. Как видно из рис. 5а, в ночные часы DOY 250 началось сильное ослабление мерцаний, которое усилилось в ночные часы трех последующих суток DOY251-DOY253. В утренние часы 05^h UT (08 мск) DOY 251 наблюдалось кратковременное усиление мерцаний.

На рис. 5б приведены данные по скорости и плотности солнечного ветра у орбиты Земли, полученные по измерениям на спутнике WIND. На рис. 5б видно увеличение плотности плазмы для DOY 253, что сопровождается увеличением скорости плазмы. Время, прошедшее после начала понижения вечерних мерцаний в 22^h DOY249 и пиком D_{st} 23^h DOY253, составило около 97 ч, что соответствует повороту Солнца на угол около 55°.

Событие #6: 22.09.2018 г.

Ночью 22.09.2018 г. (DOY 265) около 04 UT (07 мск) произошло значительное уменьшение индекса D_{st} с пиковым значением −48 нТ и увеличением индекса K_p до 5. На рис. 6а приведены зависимости от времени суток для отношения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний данных суток к предыдущим для DOY 265, четырех суток, предшествовавших DOY 265, и суток после DOY 265. Динамика уровня мерцаний в целом аналогична событиям #1–5. Магнитной буре предшествовало снижение уровня мерцаний в вечерние и ночные часы четырех предшествующих суток, начавшееся вечером DOY261 и продолжившееся вплоть до прихода возмущения к Земле.

На рис. 6б приведены данные по скорости и плотности солнечного ветра у орбиты Земли, полученные по измерениям на спутнике WIND. Как видно из рисунка, значительные увеличения плотности плазмы для DOY264 предшествуют увеличениям скорости плазмы DOY265. Время, прошедшее после начала понижения вечерних мерцаний в 14UT (17^h мск) DOY261 и пиком D_{st} 04 UT(07^h мск) DOY265, составило около 86 ч, что соответствует повороту Солнца на угол около 45°.

Событие #7: 07.10.2018 г.

07.10.2018 г. (DOY 280) около 22^h UT (01^h мск DOY281) произошло сильное уменьшение индекса D_{st} с пиковым значением −53 нТ и величиной K_p индекса 5. На рис. 7а приведены зависимости от времени суток для отношения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний данных суток к предыдущим для DOY 280, четырех суток, предшествовавших DOY 280, и суток после DOY 280. Из второй панели видно, что около 01^h мск DOY277 началось понижение уровня мерцаний, которое становилось все существеннее в вечерние и ночные часы последующих четырех суток DOY277–DOY280.

На рис. 7б приведены данные по скорости и плотности солнечного ветра у орбиты Земли. Как видно из рис. 7б, увеличение плотности плазмы DOY280 сопровождается последующим увеличением скорости плазмы в течение DOY280–DOY281. Распределения концентрации и скорости плазмы на рис. 7б в целом типичны для коротирующих возмущений. Время, прошедшее после начала понижения вечерних мерцаний в 22^h UT DOY277 и пиком D_{st} в 22^h DOY281, составило око-

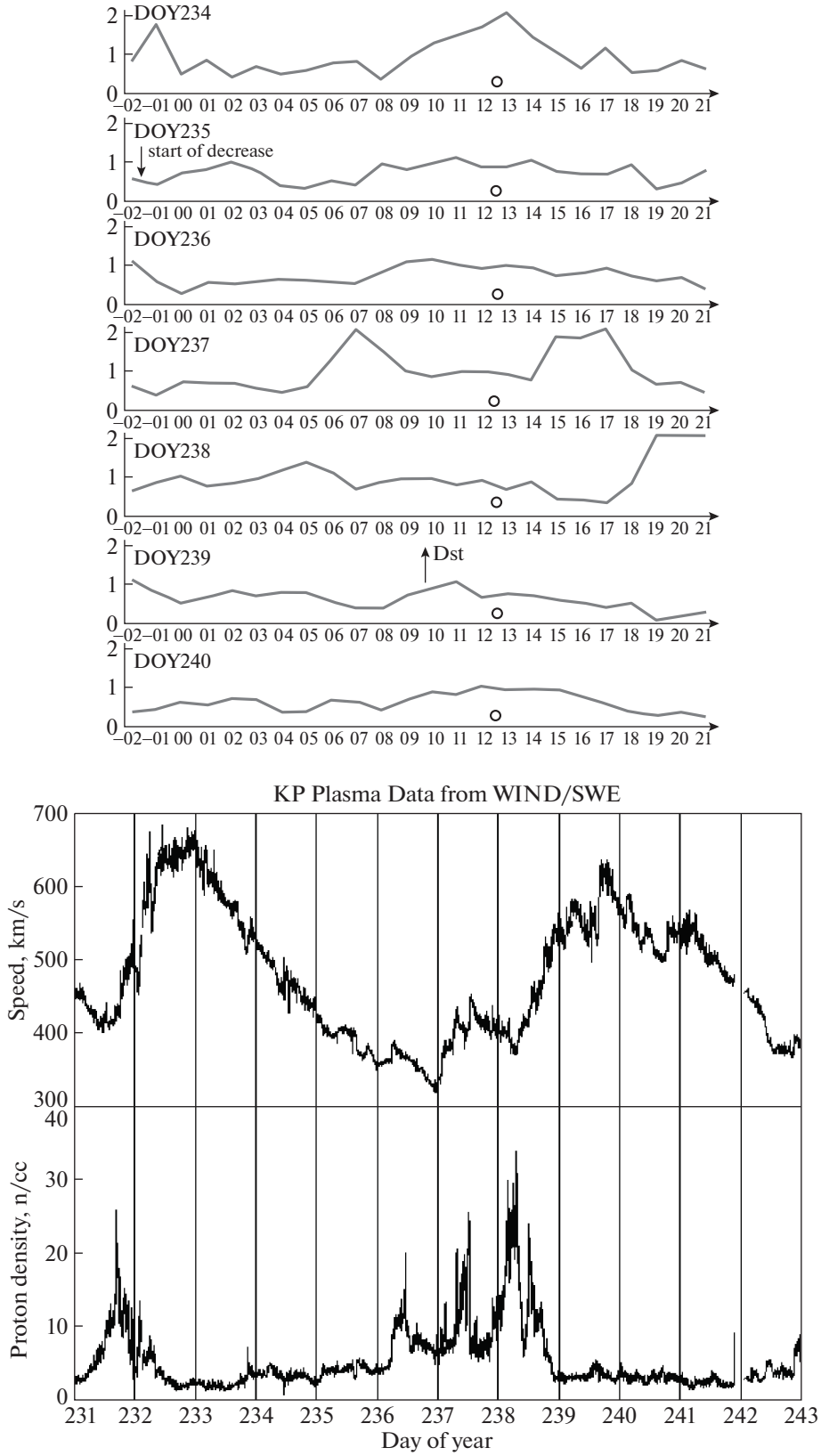

Рис. 4. Событие #4, 26.08.2018. а) По оси ординат – отношение среднего по всем склонениям (16 пикселей) и по часовым интервалам (5 пикселей) квадрата индекса мерцаний для данного дня к предыдущему дню. По оси абсцисс – московское время с 00^h до 23^h текущего дня (мск). Вертикальными стрелками обозначено время пикового уменьшения Dst. Кружок на горизонтальной оси соответствует кульминации Солнца. б) Скорость солнечного ветра и концентрация протонов по измерениям на спутнике WIND.

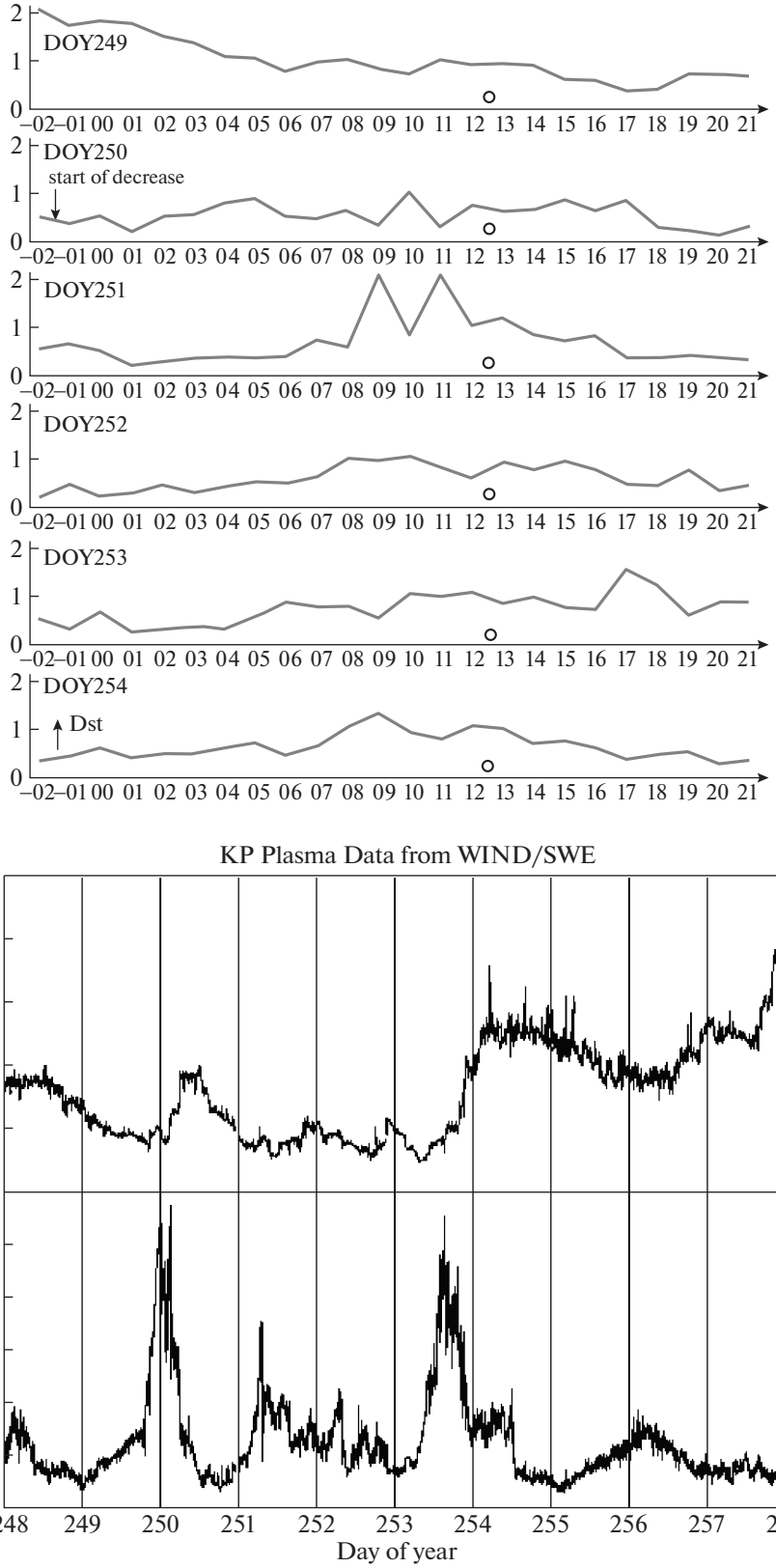

Рис. 5. Событие #5, 10.09.2018. а) По оси ординат – отношение среднего по всем склонениям (16 пикселей) и по часовым интервалам (5 пикселей) квадрата индекса мерцаний для данного дня к предыдущему дню. По оси абсцисс – московское время с 00^h до 23^h текущего дня (мск). Вертикальными стрелками обозначено время пикового уменьшения Dst. Кружок на горизонтальной оси соответствует кульминации Солнца. б) Скорость солнечного ветра и концентрация протонов по измерениям на спутнике WIND.

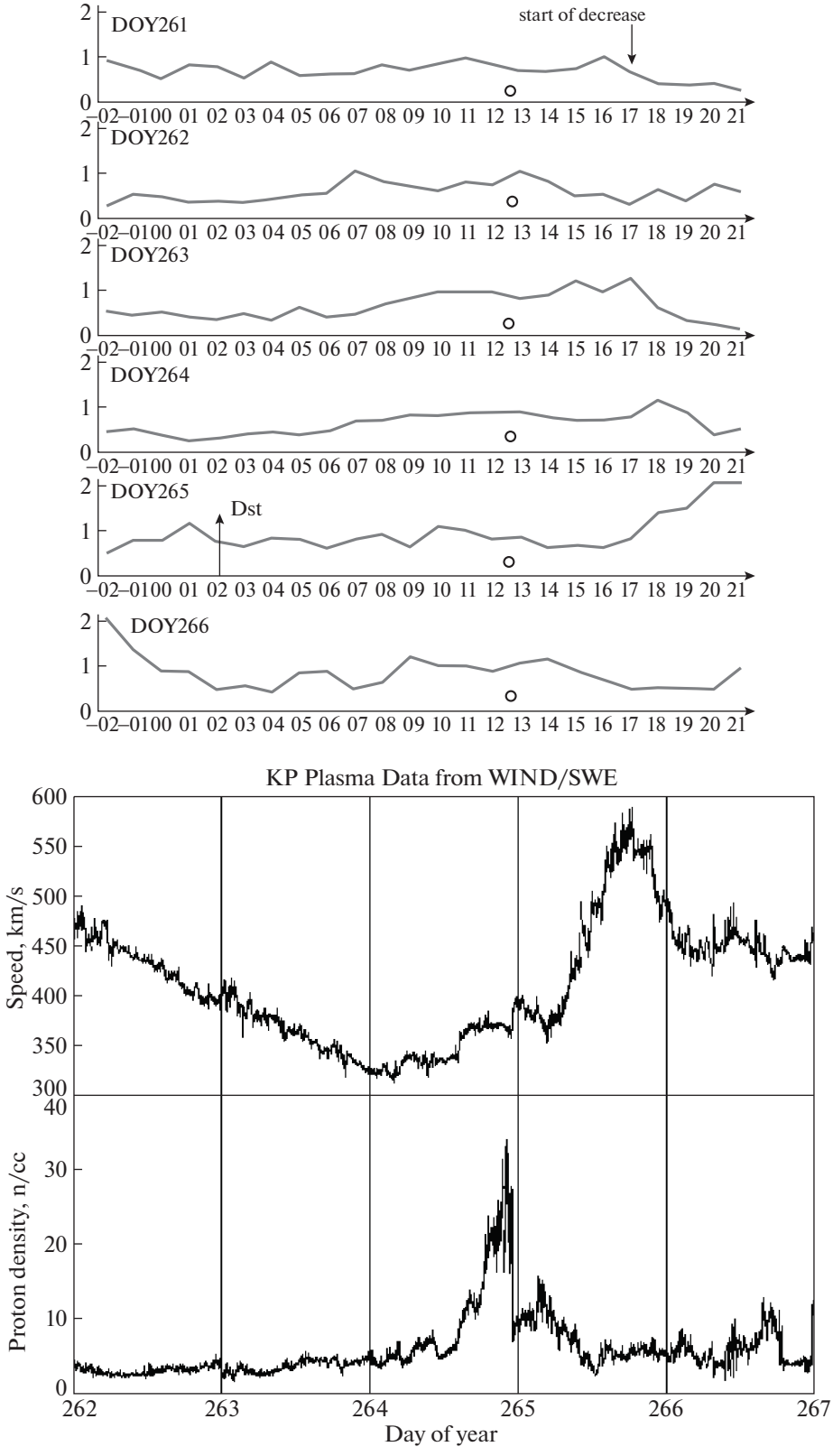

Рис. 6. Событие #6, 22.09.2018. а) По оси ординат – отношение среднего по всем склонениям (16 пикселей) и по часовым интервалам (5 пикселей) квадрата индекса мерцаний для данного дня к предыдущему дню. По оси абсцисс – московское время с 00^h до 23^h текущего дня (мск). Вертикальными стрелками обозначено время пикового уменьшения Dst. Кружок на горизонтальной оси соответствует кульминации Солнца. б) Скорость солнечного ветра и концентрация протонов по измерениям на спутнике WIND.

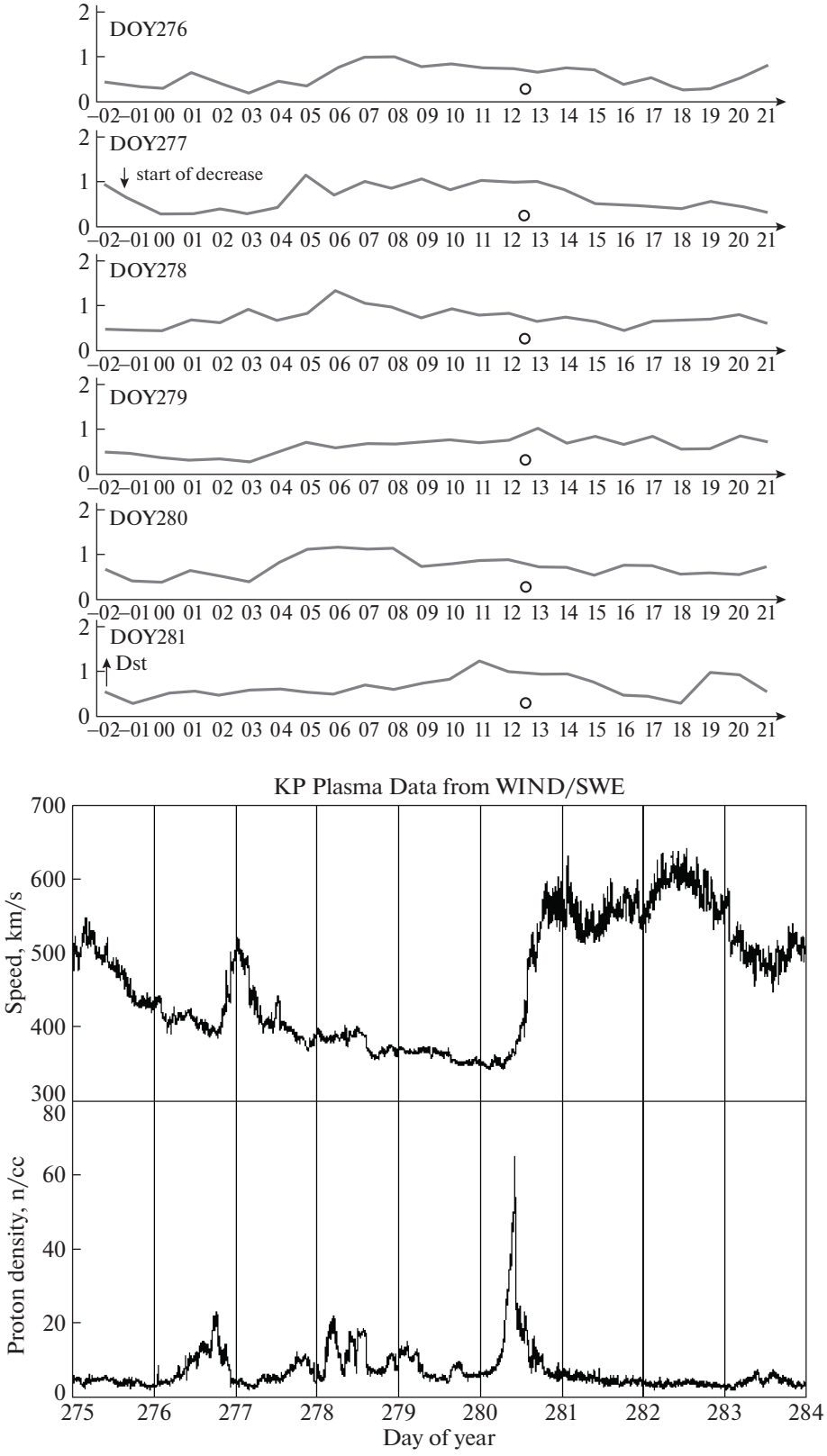

Рис. 7. Событие #7, 07.10.2018. а) По оси ординат – отношение среднего по всем склонениям (16 пикселей) и по часовым интервалам (5 пикселей) квадрата индекса мерцаний для данного дня к предыдущему дню. По оси абсцисс – московское время с 00^h до 23^h текущего дня (мск). Вертикальными стрелками обозначено время пикового уменьшения Dst. Кружок на горизонтальной оси соответствует кульминации Солнца. б) Скорость солнечного ветра и концентрация протонов по измерениям на спутнике WIND.

ло 96 ч, что соответствует повороту Солнца на угол около 55°.

Событие #8: 05.11.2018 г.

05.11.2018 г. (DOY 309) около 06.00 UT (09.00 мск) произошло сильное уменьшение индекса D_{st} с пиковым значением –51 нТ. На рис. 8а приведены зависимости от времени суток для отношения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний данных суток к предыдущим для DOY 309, пяти суток, предшествовавших DOY 309, и суток после DOY 309. Магнитной буре предшествовало снижение уровня мерцаний в вечерние и ночные часы четырех предшествующих суток, начавшееся в ночь на DOY305 и продолжившееся вплоть до прихода возмущения к Земле.

На рис. 8б приведены данные по скорости и плотности солнечного ветра у орбиты Земли, полученные по измерениям на спутнике WIND. Как видно из рисунка, значительные увеличения плотности плазмы для DOY308 предшествуют увеличениям скорости плазмы DOY309. Время, прошедшее после начала понижения вечерних мерцаний в 22^h UT DOY 304 и пиком D_{st} 06^h UT DOY 309, составило около 104 ч, что соответствует повороту Солнца на угол около 58°.

События 2019 года:

События #1 и #2: 11.05.2019 г. 22h UT и 14.05.2019 г. 09h UT

11.05.2019 г. (DOY 131) около 22.00 UT (01.00 мск DOY132) и 14.05.2019 г. (DOY 134) около 09 UT (12.00 мск DOY134) произошло уменьшение индекса D_{st} с пиковым значением –51 нТ для события #1 и –65 нТ для события #2 и величинами K_p индекса 5 и 7 соответственно. На рис. 9а и 10а приведены зависимости от времени суток для отношения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний данных суток к предыдущим для DOY 131, четырех суток, предшествовавших DOY 131, и суток после DOY 131.

Событию #1 2019 г. предшествовала серия вспышек С класса, связанных с активной областью 2740, располагающейся вблизи восточного лимба Солнца. Солнечная активность продолжалась в течение шести суток, DOY124–DOY129, в табл. 2 приведены баллы вспышек и времена максимального рентгеновского излучения. Отождествление усилений мерцаний с индивидуальными событиями в короне в случаях длительных вспышечных серий затруднительно в силу возможного наложения выбросов распространяющихся возмущений, связанных с мощной вспышечной активностью, на коротирующее возмущение.

Таблица 2. Даты и классы вспышек, предшествующих событию #1 2019 г.

Класс вспышки	Время
04.05.2019 (DOY 124)	
C1.0	02:31:00
05.05.2019 (DOY 125)	
C2.1	01:43:00
06.05.2019 (DOY 126)	
C9.9	08:10:00
C1.7	10:41:00
C2.0	11:47:00
C1.5	13:02:00
C7.3	16:54:00
C1.0	20:49:00
C1.0	22:50:00
07.05.2019 (DOY 127)	
C1.2	13:48:00
C1.4	14:56:00
09.05.2019 (DOY 129)	
C6.7	08:51:00

Как видно из рис. 9а, около 22^h UT DOY 128 наблюдалось ослабление мерцаний, которое продолжилось в вечерние и ночные часы DOY128–129. В последующие сутки наблюдались, как видно из рис. 9а и 10а, кратковременные усиления мерцаний: в утренние часы DOY129 и DOY130, ночные часы DOY131. Максимальная вспышечная активность, как следует из табл. 2, наблюдалась в течение DOY 126. Усиления вечерних и ночных мерцаний DOY 131 и DOY 132 обусловлены примыкающей к Земле областью солнечного ветра. Запаздывание возмущений в межпланетной среде, наблюдавшихся в течение DOY 129–131, может быть объяснено как вращением активной области вместе с Солнцем, так и распространением фланговой части ICME. В следующие двое суток DOY132 и DOY133 наблюдается продолжение ослабления мерцаний.

На рис. 9б и 10б приведены данные по скорости и плотности солнечного ветра у орбиты Земли, полученные по измерениям на спутнике WIND для событий #1 и #2 соответственно. Распределение концентрации и скорости плазмы на рис. 10б для события #2 типичны для коротирующих возмущений. Вместе с тем в ночном возмущении DOY 130–131 (рис. 9б) происходит практически одновременное увеличение скорости и концентрации плазмы, что характерно для выбросов типа ICME. Отметим, что характер возмущений в уровне мерцаний для событий #1 и #2 отличается от остальных, проанализированных в данной работе.

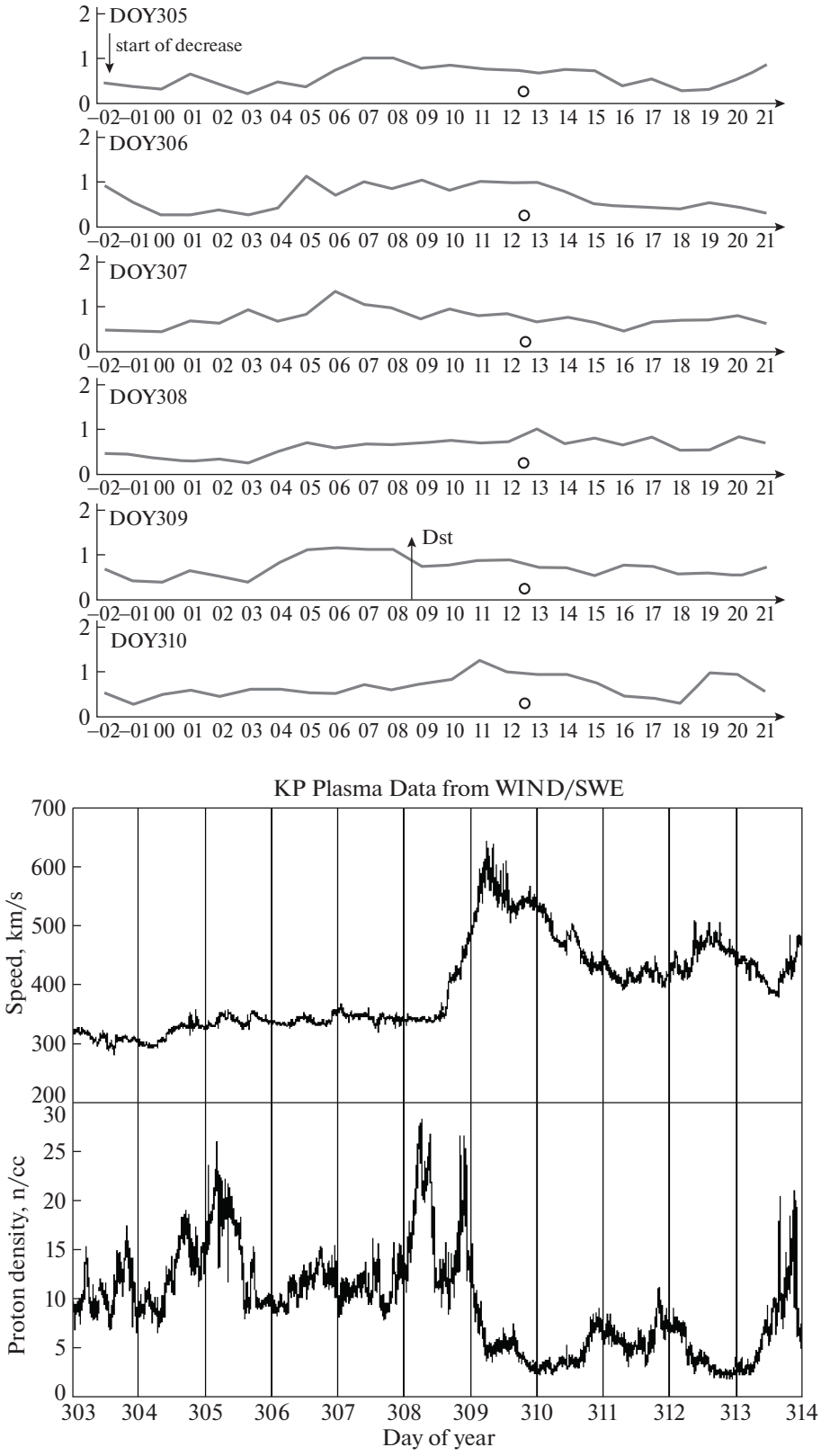

Рис. 8. Событие #8, 05.11.2018. а) По оси ординат – отношение среднего по всем склонениям (16 пикселей) и по часовым интервалам (5 пикселей) квадрата индекса мерцаний для данного дня к предыдущему дню. По оси абсцисс – московское время с 00^h до 23^h текущего дня (мск). Вертикальными стрелками обозначено время пикового уменьшения Dst. Кружок на горизонтальной оси соответствует кульминации Солнца. б) Скорость солнечного ветра и концентрация протонов по измерениям на спутнике WIND.

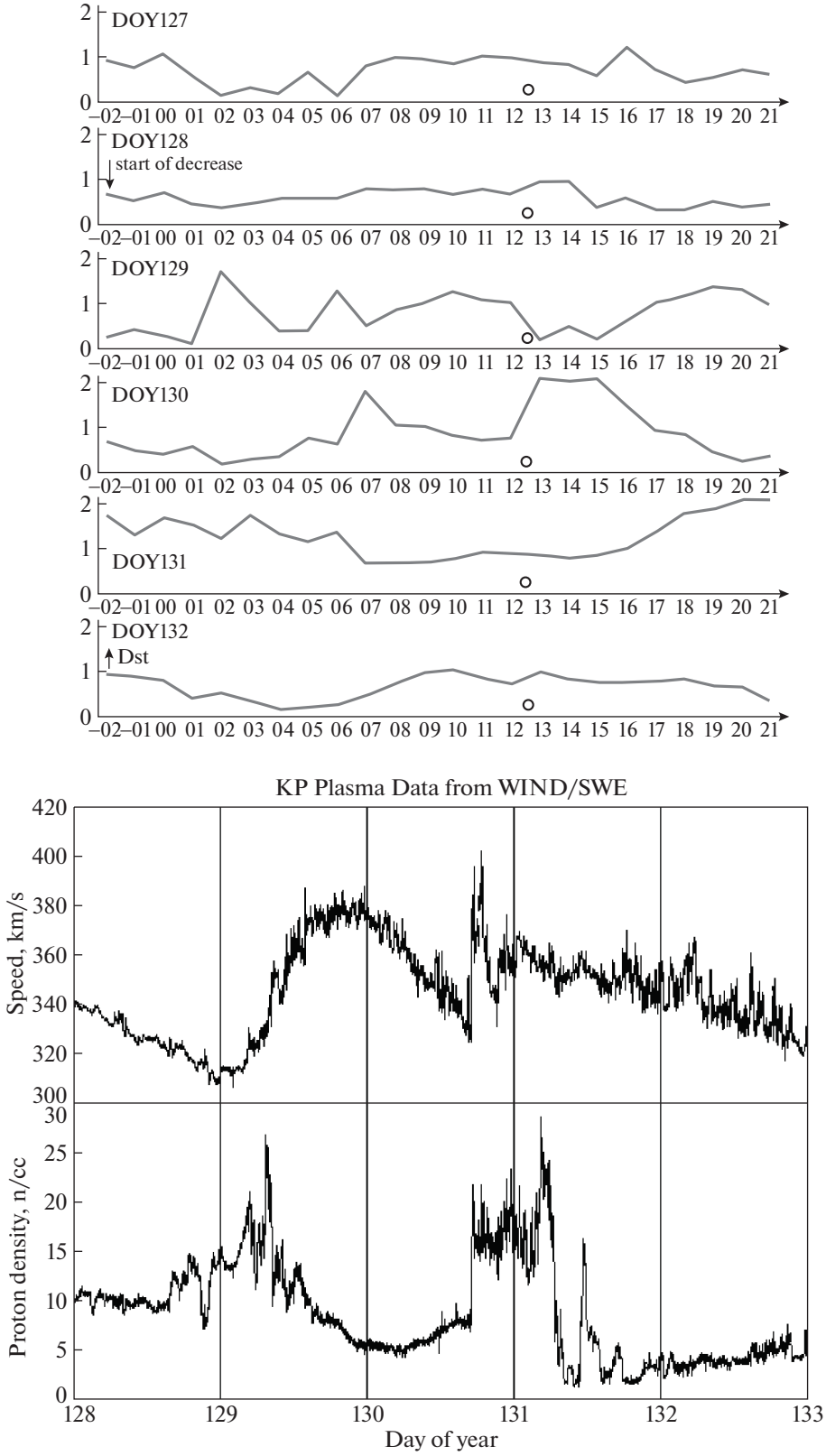

Рис. 9. Событие #1, 11.05.2019. а) По оси ординат – отношение среднего по всем склонениям (16 пикселей) и по часовым интервалам (5 пикселей) квадрата индекса мерцаний для данного дня к предыдущему дню. По оси абсцисс – московское время с 00^h до 23^h текущего дня (мск). Вертикальными стрелками обозначено время пикового уменьшения Dst. Кружок на горизонтальной оси соответствует кульминации Солнца. б) Скорость солнечного ветра и концентрация протонов по измерениям на спутнике WIND.

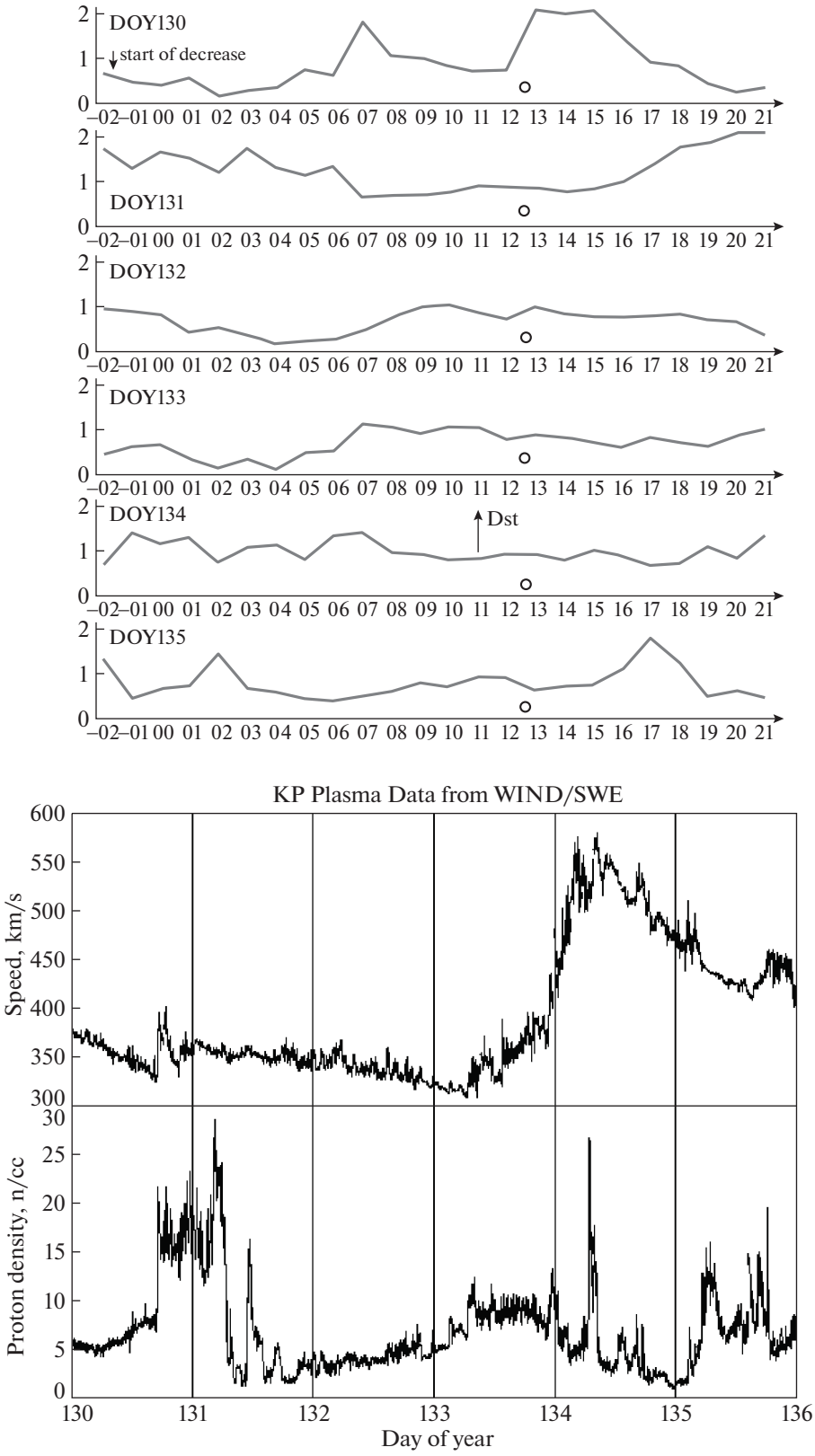

Рис. 10. Событие #2, 14.05.2019. а) По оси ординат – отношение среднего по всем склонениям (16 пикселей) и по часовым интервалам (5 пикселей) квадрата индекса мерцаний для данного дня к предыдущему дню. По оси абсцисс – московское время с 00^h до 23^h текущего дня (мск). Вертикальными стрелками обозначено время пикового уменьшения Dst. Кружок на горизонтальной оси соответствует кульминации Солнца. б) Скорость солнечного ветра и концентрация протонов по измерениям на спутнике WIND.

Событие #3: 05.08.2019 г. 21h UT

Событию #3 не предшествовало вспышек C, M и X класса.

Днем и вечером 05.08.2019 г. (DOY 217) произошло сильное уменьшение индекса D_{st} с минимумами −50 нТ в 10^h UT (13^h мск) и −53 нТ в 21^h UT (00^h мск), величина K_p индекса при этом увеличилась до 5. На рис. 11а приведены зависимости от времени суток для отношения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний данных суток к предыдущим для DOY 217, четырех суток, предшествовавших DOY 217, и суток после DOY 217. Как видно из рис. 11а, в вечерние часы DOY 215 началось ослабление мерцаний, которое продолжалось в вечерние и ночные часы DOY216. Около 08^h UT DOY 217 началось усиление мерцаний, связанное с приходом возмущенной области плазмы к Земле.

На рис. 11б приведены данные по скорости и плотности солнечного ветра у орбиты Земли, полученные по измерениям на спутнике WIND. На рис. 11б видно значительное кратковременное увеличение плотности плазмы для DOY217, которое сопровождается последующим значительным увеличением скорости плазмы. Время, прошедшее после начала понижения вечерних мерцаний в 20^h UT DOY215 и пиком D_{st}, составило около 36 ч, что соответствует повороту Солнца на угол около 20°.

Событие #4: 01.09.2019 00h UT

01.09.2019 г. (DOY244) произошло уменьшение индекса D_{st} до −52 нТ в 07.00 UT (10.00 мск), величина K_p индекса при этом увеличилась до 6. На рис. 12а приведены зависимости от времени суток для отношения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний данных суток к предыдущим для DOY 244, четырех суток, предшествовавших DOY 244, и суток после DOY 244. Как видно из рис. 12а, в вечерние часы DOY 240 началось ослабление мерцаний, которое усилилось в ночные часы последующих суток DOY241–DOY243.

На рис. 12б приведены данные по скорости и плотности солнечного ветра у орбиты Земли, полученные по измерениям на спутнике WIND. На рисунке видно значительное кратковременное увеличение плотности плазмы для DOY243, которое сопровождается последующим значительным увеличением скорости плазмы DOY244. Время, прошедшее после начала ослабления вечерних мерцаний в 16^h UT DOY240 и пиком D_{st}, составило около 85 ч, что соответствует повороту Солнца на угол около 45°.

Событие #5: 28.09.2019 00h UT

В ночь с 27.09.2018 г. (DOY270) на 28.09.2019 г. (DOY 271) произошло уменьшение индекса D_{st} с минимумом −49 нТ в 00^h UT (03.00 мск), величина K_p индекса при этом увеличилась до 5. На рис. 13а приведены зависимости от времени суток для отношения среднего по всем склонениям и по часовым интервалам уровня мерцаний данных суток к предыдущим для DOY 271, четырех суток, предшествовавших DOY 271, и суток после DOY 271. Как видно из рис. 13а, в ночные часы DOY 269 началось ослабление мерцаний, которое усилилось в последующие сутки DOY270–DOY271.

На рис. 13б приведены данные по скорости и плотности солнечного ветра у орбиты Земли, полученные по измерениям на спутнике WIND. На рис. 13б видно значительное кратковременное увеличение плотности плазмы для DOY270, которое сопровождается последующим значительным увеличением скорости плазмы. Время, прошедшее после начала понижения вечерних мерцаний в 22^h DOY269 и пиком D_{st}, составило около 52 ч, что соответствует повороту Солнца на угол около 30°.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Событие #6 2018 г. произошло примерно через 647 ч после события #4 2018 г., что соответствует примерно одному обороту Солнца. События #7 и #8 2018 г. произошли примерно через 1 и 2 оборота Солнца после события #5 2018 г., с событием #5 также, по-видимому, связаны события #2, #3, #4, #5 2019 г. Таким образом можно утверждать, что события #5, #7, #8 2018 г. и #2, #3, #4, #5 2019 г. связаны с одной и той же областью, вращающейся вместе с Солнцем. События #1 и #2 2018 г. коррелируют соответственно с событиями 2017 и 2016 г. [11, 12]: событие #1 (DOY77) отделено от событий DOY236 2016 г., DOY60, DOY86, DOY197 и DOY251 2017 г. соответственно 21, 14, 13, 9 и 7 оборотами Солнца, событие #2 (DOY110) 2018 г. отделено от событий DOY148 и DOY312 – 12 и 6 оборотами Солнца. Это позволяет сделать вывод, что возмущение связано с долгоживущей коротирующей областью, которая существует по крайней мере несколько оборотов Солнца.

Проведенный анализ подтверждает сделанные в работах [11, 12] выводы, касающиеся коротирующих возмущений: за 3–4 сут до геомагнитного возмущения для всех таких событий начинается ослабление вечерних и ночных мерцаний, которое продолжается в последующие сутки. Ослабление мерцаний можно объяснить уменьшением абсолютного уровня мелкомасштабных флуктуаций плотности плазмы в медленном солнечном ветре перед сжатой частью возмущения на достаточно больших удалениях от Солнца. Данные мониторинга межпланетных мерцаний не позволяют с достаточной точностью фиксировать время начала понижения, поэтому вывод о существова-

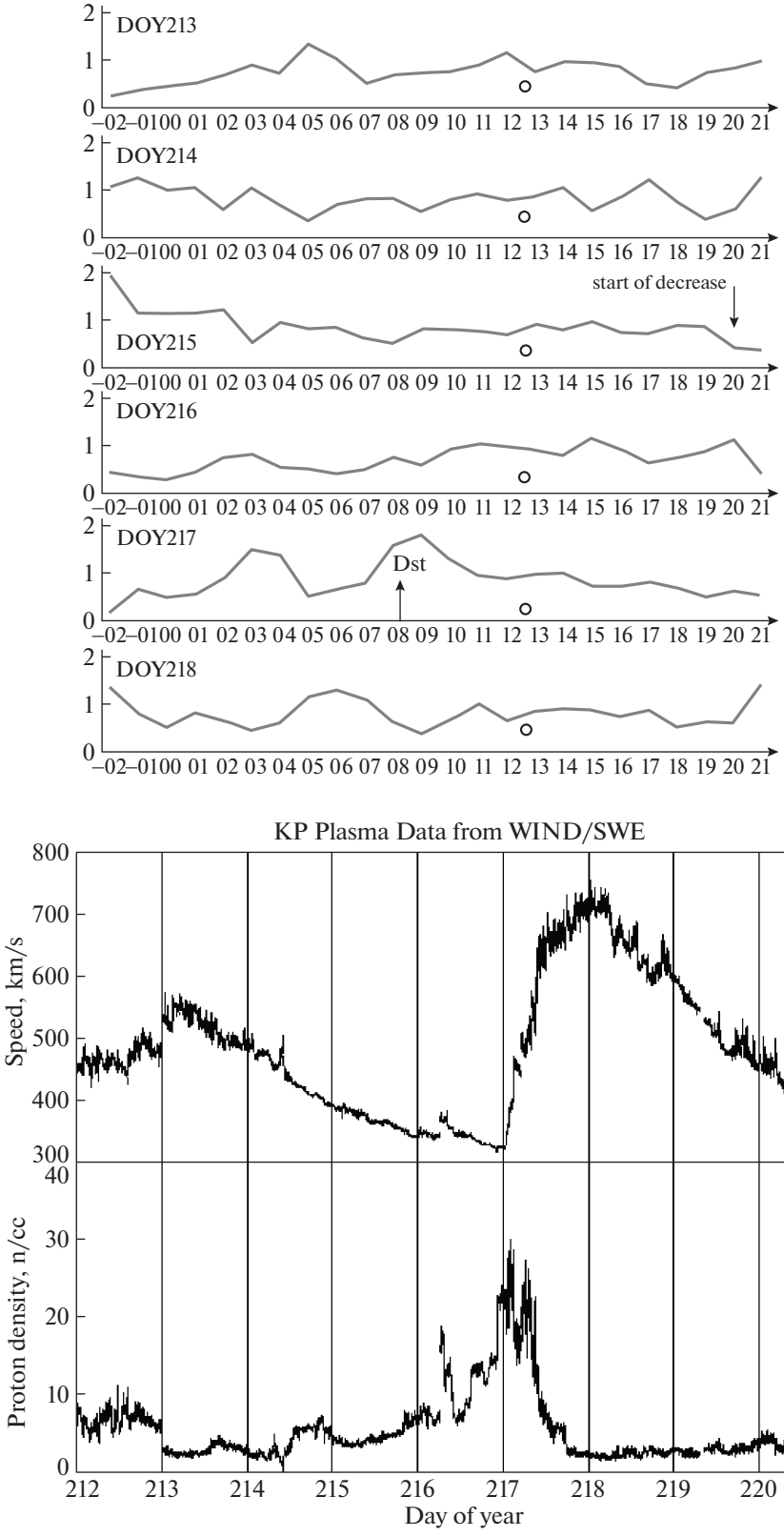

Рис. 11. Событие #3, 05.08.2019. а) По оси ординат – отношение среднего по всем склонениям (16 пикселей) и по часовым интервалам (5 пикселей) квадрата индекса мерцаний для данного дня к предыдущему дню. По оси абсцисс – московское время с 00^h до 23^h текущего дня (мск). Вертикальными стрелками обозначено время пикового уменьшения Dst. Кружок на горизонтальной оси соответствует кульминации Солнца. б) Скорость солнечного ветра и концентрация протонов по измерениям на спутнике WIND.

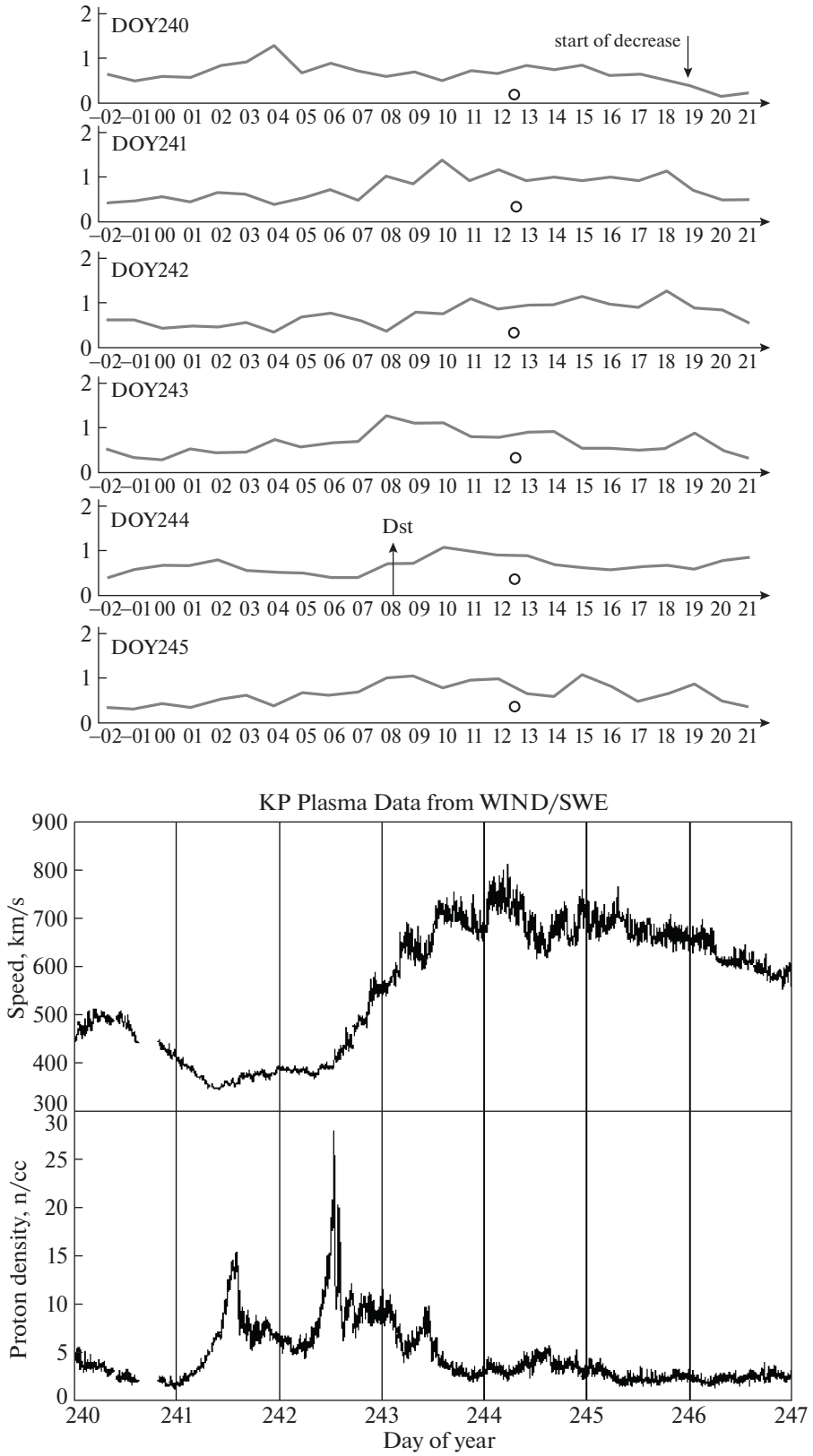

Рис. 12. Событие #4, 01.09.2019. а) По оси ординат – отношение среднего по всем склонениям (16 пикселей) и по часовым интервалам (5 пикселей) квадрата индекса мерцаний для данного дня к предыдущему дню. По оси абсцисс – московское время с 00^h до 23^h текущего дня (мск). Вертикальными стрелками обозначено время пикового уменьшения Dst. Кружок на горизонтальной оси соответствует кульминации Солнца. б) Скорость солнечного ветра и концентрация протонов по измерениям на спутнике WIND.

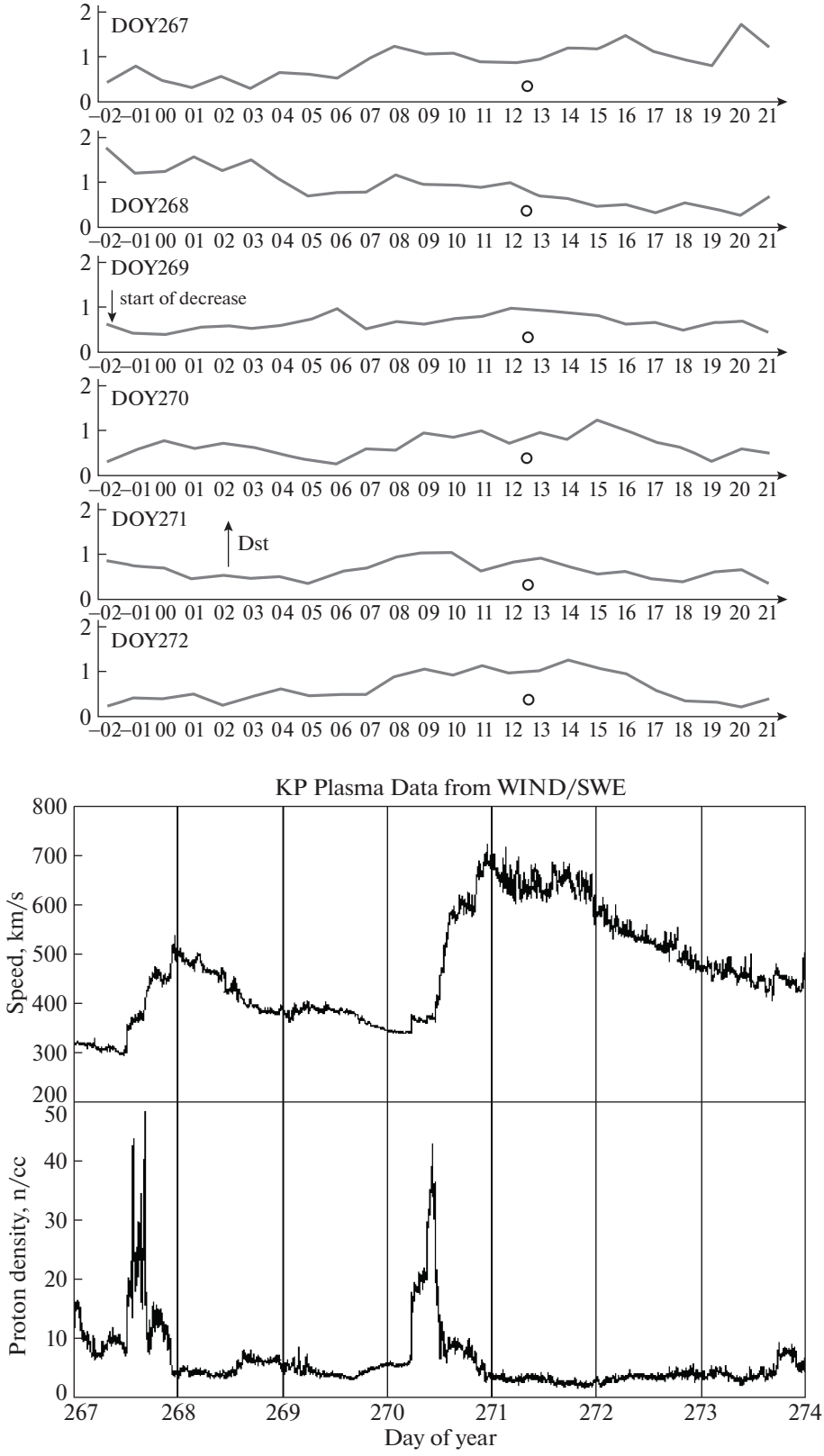

Рис. 13. Событие #5, 28.09.2019. а) По оси ординат – отношение среднего по всем склонениям (16 пикселей) и по часовым интервалам (5 пикселей) квадрата индекса мерцаний для данного дня к предыдущему дню. По оси абсцисс – московское время с 00^h до 23^h текущего дня (мск). Вертикальными стрелками обозначено время пикового уменьшения Dst. Кружок на горизонтальной оси соответствует кульминации Солнца. б) Скорость солнечного ветра и концентрация протонов по измерениям на спутнике WIND.

нии предвестников коротирующих возмущений носит качественный характер. Как и в [11, 12], практически одновременно с магнитной бурей происходит заметное усиление секундных мерцаний, которое выражено более четко, если буря происходит в вечерние или ночные часы. Эти усиления мерцаний связаны с повышением уровня мелкомасштабной турбулентности в области солнечного ветра, примыкающей к орбите Земли [11, 12].

5. ВЫВОДЫ

1. В 2018–2019 гг. на фазе приближения к глубокому минимуму солнечной активности из 13 сильных геомагнитных возмущений 12 было связано с коротирующими областями взаимодействия разноскоростных потоков солнечного ветра. Коротирующие потоки 2018–2019 гг. по 27-дневной периодичности ассоциируются с аналогичными возмущениями 2016, 2017 г., что показывает их долгоживущий характер с временем жизни по крайней мере несколько оборотов Солнца.

2. Данные мониторинга межпланетных мерцаний позволяют фиксировать коротирующие возмущения до их прихода к Земле. Как и в 2016, 2017 г. [11, 12], в вечернем секторе за 3–4 сут до прихода сжатой части возмущения фиксируется ослабление мерцаний, которое сохраняется или даже усиливается в течение последующих суток. Понижение уровня мерцаний связано, по-видимому, с существенным уменьшением уровня мелкомасштабной турбулентности плазмы в протяженной (30°–50° по долготе) области перед фронтальной частью возмущения.

3. В одном из событий (#1 2019 г.) наблюдалось наложение вспышечных возмущений, приходящих с восточного лимба, на коротирующее возмущение, причем магнитная буря, по-видимому, была вызвана вспышечным возмущением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. M. Bisi, A. R. Breen, B. V. Jackson, R. A. Fallows, A. P. Walsh, Z. Mikic, P. Riley, C. J. Owen, A. Gonzalez-Esparza, E. Aguilar-Rodriguez, H. Morgan, E. A. Jensen, A. G. Wood, M. J. Owens, M. Tokumaru, P. K. Manoharan, I. V. Chashei, A. Giunta, J. A. Linker, V. I. Shishov, S. A. Tyul'bashev, G. Agalya, S. K. Glubokova, M. S. Hamilton, K. Fujiki, P. P. Hick, J. M. Clover, and B. Pinter*, *Solar Phys*. **265**, 49 (2010).
2. *M. M. Bisi, A. Gonzalez-Esparza, B. V. Jackson, M. Tokumaru, and J. Leibacher*, *Solar Phys*. **290** (2015).
3. *T. Iju, M. Tokumaru, and K. Fujiki*, *Solar Phys*. **289**, 2157 (2014).
4. *A. Johri and P. K. Manoharan*, Solar Phys. **291**, 1433 (2016).
5. *M. Tokumaru, M. Kojima, K. Fujiki, and A. Yakobe*, J. Geophys. Res. **105**, 10435 (2000).
6. *Yu. I. Yermolaev, N. S. Nikolaeva, I. G. Lodkina, and M. Yu. Yermolaev*, J. Geophys. Res. **51**, 21 (2011).
7. *Ю. И. Ермолаев, И. Г. Лодкина, Н. С. Николаева, М. Ю. Ермолаев, М. О. Рязанцева*, Космич. исслед. **55**, 189 (2017).
8. *S. J. Tappin*, Planet. and Space Sci. **34**, 93 (1986).
9. *I. V. Chashei, S. A. Tyul'bashev, V. I. Shishov, and I. A. Subaev*, Space Weather **14**, 682 (2016).
10. *И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, В. И. Шишов, И. А. Субаев*, Астрон. журн. **95**, 366 (2018).
11. *И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев, А. И. Чернышова*, Астрон. журн. **96**, 407 (2019).
12. *И. В. Чашей, Т. О. Лебедева, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев*, Астрон. журн. **97**, 73 (2020).
13. *В. И. Шишов, И. В. Чашей, В. В. Орешко, С. В. Логвиненко и др.*, Астрон. журн. **93**, 1045 (2016).