

СОДЕРЖАНИЕ

Том 97, номер 2, 2020

Расчет динамики газопылевых околозвездных дисков:
выход за пределы режима Эпштейна

*О. П. Стояновская, Ф. А. Окладников, Э. И. Воробьев,
Я. Н. Павлюченков, В. В. Акимкин*

91

Ранние оптические наблюдения гамма-всплесков
на глобальной сети телескопов-роботов МАСТЕР МГУ
в сравнении с их гамма и рентгеновскими характеристиками

*О. А. Ершова, В. М. Липунов, Е. С. Горбовской, Н. В. Тюрина,
В. Г. Корнилов, Д. С. Зимнухов, А. Габович, О. А. Гресс, Н. М. Буднев,
В. В. Юрков, В. В. Владимиров, А. С. Кузнецов, П. В. Балануца,
Р. Реболо, М. Серра-Рикарт, Д. Бакли, Р. Подеста, Х. Левато,
К. Лопез, Ф. Подеста, К. Франсиле, К. Маламачи, С. А. Язев,
Д. М. Власенко, А. Тлатов, В. Сенник, В. Гриншпун, А. Часовников,
В. Тополев, А. Поздняков, К. Жирков, Д. Кувшинов, Ф. Балакин*

111

Об одном эффекте влияния корональных выбросов массы
на оболочки горячих юпитеров

А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов

145

Статистический анализ результатов 20 лет работы
международной службы РСДБ для геодезии и астрометрии

З. М. Малкин

155

УДК 524.527-77

РАСЧЕТ ДИНАМИКИ ГАЗОПЫЛЕВЫХ ОКОЛОЗВЕЗДНЫХ ДИСКОВ: ВЫХОД ЗА ПРЕДЕЛЫ РЕЖИМА ЭПШТЕЙНА

© 2020 г. О. П. Стояновская^{1, 2, 3, *}, Ф. А. Окладников^{1, 3, **}, Э. И. Воробьев^{4, 5, ***},
Я. Н. Павлюченков^{6, ****}, В. В. Акимкин^{6, *****}

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск, Россия

² Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск, Россия

³ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

⁴ Южный федеральный университет, НИИ физики, Ростов-на-Дону, Россия

⁵ Институт астрофизики, Венской университет, Вена, Австрия

⁶ Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: o.p.sklyar@gmail.com

**E-mail: f.okladnikov@ngsu.ru

***E-mail: eduard.vorobiev@univie.ac.at

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

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

Поступила в редакцию 17.07.2019 г.

После доработки 06.09.2019 г.

Принята к публикации 06.09.2019 г.

В околозвездных дисках размер пылевых частиц варьируется от долей микрона до нескольких сантиметров, планетезимали имеют размер сотни километров. Поэтому в дисках реализуются различные режимы трения твердых тел о газ в зависимости от их размеров и скоростей: Эпштейна, Стокса и Ньютона, а также переходные между ними. Это означает, что для расчета динамики газопылевых дисков требуется использование коэффициента трения, примененного в широком диапазоне размеров и скоростей тел. Кроме того, необходимость одинаковым образом рассчитывать динамику тел разного размера налагает высокие требования на численный метод решения такой задачи. Так, в режимах Эпштейна и Стокса сила трения линейно зависит от относительной скорости между газом и телами, а в переходных режимах и режиме Ньютона — нелинейно. С другой стороны, для мелких тел, движущихся в режиме Эпштейна, время установления относительной скорости между газом и телами может быть много меньше динамического времени задачи — времени оборота диска вокруг центрального тела. Кроме того, в отдельных областях диска пыль может концентрироваться, поэтому необходимо учитывать взаимный обмен импульсом между пылью и газом. В работе показано, что для системы уравнений движения газа и монодисперсной пыли полуневяная схема первого порядка аппроксимации по времени, в которой межфазное взаимодействие рассчитывается неявно, а другие силы, такие как градиент давления, гравитация — явно, применима для жестких задач с интенсивным межфазным взаимодействием и для расчета трения в нелинейном режиме. Показано, что распространенный в астрофизических расчетах кусочно-заданный коэффициент трения испытывает разрыв при некоторых значениях чисел Маха и Кнудсена, которые реализуются в околозвездном диске. Приведен непрерывный коэффициент трения, который соответствует экспериментальным зависимостям, полученным для разных режимов трения.

DOI: 10.31857/S0004629920010077

1. ВВЕДЕНИЕ

Моделирование динамики газопылевых околозвездных дисков необходимо для понимания механизмов формирования планет и выполняется многими авторами, например, [1–9]. К настоящему моменту развиты модели динамики газопылевых дисков, в которых газ считается несущей

фазой, а твердые частицы — дисперсной. В этом случае динамика пылевого облака может быть описана как динамика сплошной среды (обоснование применимости такого приближения приведено в Приложении А). Если предположить, что твердая фаза в каждой точке пространства представлена частицами одного размера, то уравнения

неразрывности и движения газа и пыли в диске будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla(\rho_g v) &= S_g, \\ \rho_g \left[\frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla)v \right] &= -\nabla p + \rho_g g - f_D + f_g, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_d}{\partial t} + \nabla(\rho_d u) &= S_d, \\ \rho_d \left[\frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla)u \right] &= \rho_d g + f_D + f_d, \end{aligned} \quad (2)$$

где ρ_g и ρ_d — объемные плотности газа и пыли, v и u — скорости газа и пыли, p — давление газа, g — гравитационное ускорение, вызванное самогравитацией газа и пыли, а также гравитацией центральной звезды, S_g , S_d — источники и стоки для газа и пыли, f_g , f_d — силы, действующие на газ и пыль, за исключением сил давления, гравитации и трения, f_D — сила трения, действующая на единицу объема среды.

$$f_D = n_d F_D, \quad (3)$$

где n_d — объемная концентрация пылевых частиц, F_D — сила трения, действующая на отдельную частицу.

$$F_D = \frac{1}{2} C_D s \rho_g \|v - u\| (v - u), \quad (4)$$

где s — площадь “лобового” сечения частицы, (например, для сферы радиуса a $s = \pi a^2$), C_D — безразмерный коэффициент трения, который является функцией двух безразмерных величин — числа Маха

$$\text{Ma} = \frac{\|v - u\|}{c_s} \quad (5)$$

и числа Кнудсена

$$\text{Kn} = \frac{\lambda}{a}. \quad (6)$$

Здесь λ — длина свободного пробега молекулы газа.

Пыль и твердые тела в околозвездном диске представлены объектами разного размера от субмикронных пылевых частиц до планетеземалей с размером в сотни километров. Крупные и мелкие тела по-разному взаимодействуют с газом. Мелкие пылевые частицы интенсивно обмениваются импульсом с газом, их стационарная или терминальная скорость движения относительно газа мала. Крупные тела могут иметь скорость, суще-

ственно отличающуюся от скорости газа. Это означает, что Ma и Kn , а также $\|f_D\|$ в диске меняются на порядки величины. Следовательно, для численного моделирования динамики двухфазной среды в диске необходимо использовать коэффициент трения, который применим в широком диапазоне размеров Ma и Kn . Поэтому в разделе 2 приведен анализ разных форм коэффициентов трения и показаны их принципиальные различия и преимущества для применения в моделях диска. Кроме того, $\|f_D\|$ в уравнениях (1) и (2) существенно превосходит сумму других сил для мелких тел, но сопоставима с ними для крупных. В общем случае f_D нелинейно зависит от относительной скорости между газом и телами. Эти факторы налагают высокие требования на численный метод, применяемый для решения уравнений движения в (1) и (2). В подразделе 3.1 приведен обзор проблемной ситуации и опубликованных результатов работ по методам расчета динамики газопылевых сред с интенсивным межфазным взаимодействием. В подразделе 3.2 приведена полуявная схема первого порядка по времени, а в подразделе 3.3 показано, что эта схема удовлетворяет необходимым требованиям для применения ее в расчетах околозвездного диска. Выводы представлены в разделе 4. В Приложении А обоснована применимость модели сплошной среды для описания динамики пыли в диске, а также приведены альтернативные подходы. В Приложении В описана простая одномерная модель околозвездного диска, которая использовалась для проведения тестовых расчетов.

2. КОЭФФИЦИЕНТЫ ТРЕНИЯ

Для сжимаемого газа коэффициент трения C_D в (4) является функцией двух независимых переменных Ma и Kn . Характерный вид C_D приведен на рис. 1. В режиме обтекания тела газом как сплошной средой коэффициент трения определяется числом Рейнольдса Re (см., например, [10]), которое является производной величиной от Ma и Kn :

$$\text{Re} = 4 \frac{\text{Ma}}{\text{Kn}}. \quad (7)$$

Частицы, радиус которых меньше 2.25λ , взаимодействуют с газом в режиме свободно-молекулярного обтекания или Эпштейна [11]. Для таких тел коэффициент трения не зависит от Re , но зависит Ma . Эту зависимость передает стандартный астрофизический коэффициент трения, предложенный в [12]:

$$C_D = \begin{cases} \frac{8}{3} \text{Ma}^{-1}, & \text{Kn}^{-1} < \frac{9}{4} \text{ (режим Эпштейна; I),} \\ 24\text{Re}^{-1}, & \text{Re} < 1 \text{ (режим Стокса; II),} \\ 24\text{Re}^{-0.6}, & 1 < \text{Re} < 800 \text{ (переходный режим или нелинейный режим Стокса; III),} \\ 0.44, & \text{Re} > 800 \text{ (режим Ньютона; IV).} \end{cases} \quad (8)$$

Аппроксимация для режимов Стокса, переходного режима (также известен как нелинейный режим Стокса) и режима Ньютона в (8) была предложена в [13], а применительно к аэродинамике твердых тел в диске использовалась в [14]. В работе [12] эта аппроксимация была расширена путем добавления режима Эпштейна. В современных моделях околозвездных дисков коэффициент (8) используется в работах [4, 15] и других.

На рис. 2 приведены области I–IV, в которых коэффициент трения C_D (как функция двух переменных Kn^{-1} и Ma) является непрерывно-диф-

ференцируемой. На стыках областей I–II, II–III и III–IV C_D непрерывен, а на границах I–III и I–IV – разрывен. Наличие разрыва является серьезным недостатком для моделирования, так как может привести к появлению искусственных особенностей решения.

Мы убедились, что при моделировании динамики диска действительно реализуются условия, в которых частица переходит из режима Эпштейна I в переходный режим (нелинейный режим Стокса) III, что сопровождается разрывом коэффициента трения (8). Этот вывод был сделан на основании расчетов динамики вязкого самогра-

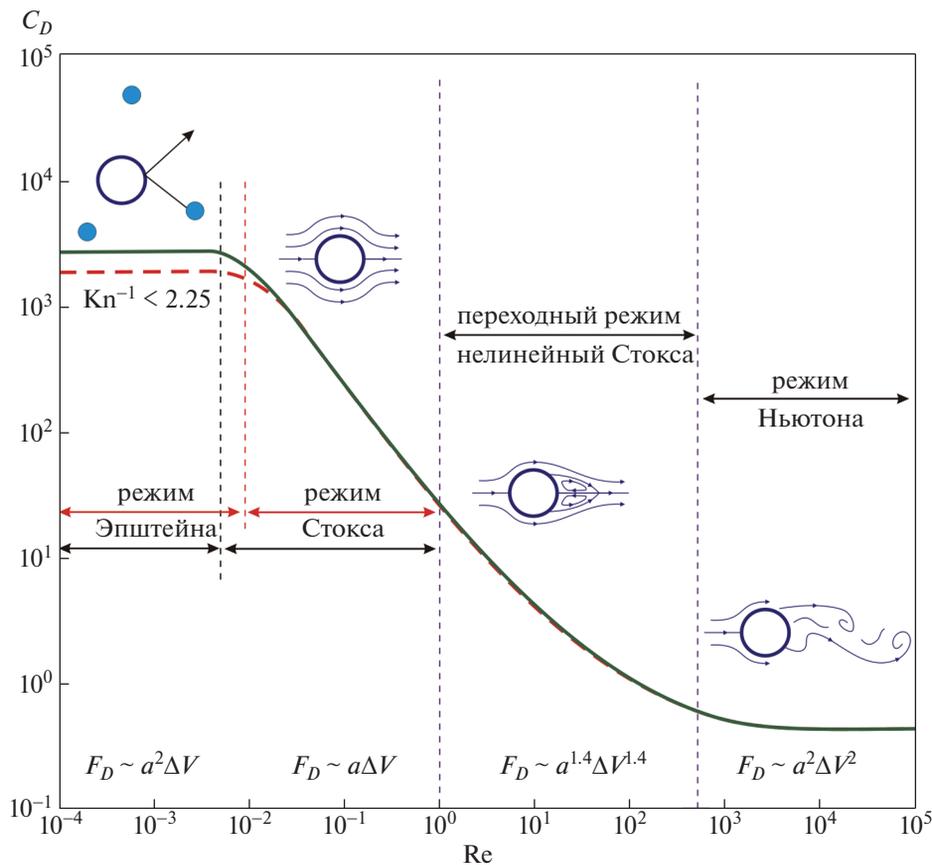


Рис. 1. Коэффициент трения как функция числа Рейнольдса и Маха для режимов свободно-молекулярного обтекания (режим Эпштейна) и обтекания тела как сплошной средой (режим Стокса, переходный режим и режим Ньютона). Граница между свободно-молекулярным обтеканием и обтеканием сплошной средой определяется числом Кнудсена, границы режимов обтекания сплошной средой определяются числом Рейнольдса. Для режимов обтекания сплошной средой показаны линии тока вокруг сферических частиц. Для всех режимов приведена функциональная зависимость силы трения F_D от радиуса частицы a и скорости частицы относительно газа $\Delta V = \|v - u\|$.

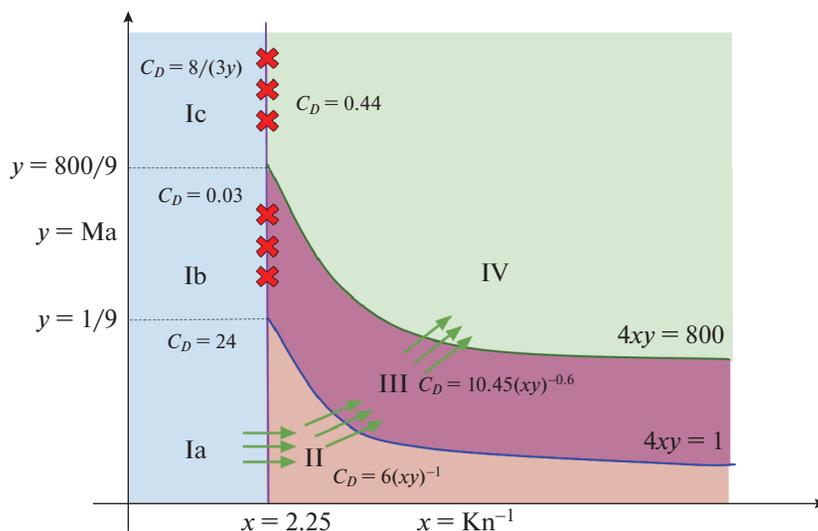


Рис. 2. Области определения кусочной функции C_D (8), соответствующие разным режимам обтекания. I – режим Эпштейна, II – режим Стокса, III – переходный режим (нелинейный режим Стокса), IV – режим Ньютона. Зелеными стрелками отмечены границы, на которых функция непрерывна, красными крестиками – границы, на которых функция разрывна.

витирующего газового диска с пылевым компонентом по модели FEOSAD, детально описанной в [7]. Используемая модель диска отличается от базовой модели, представленной в [7], дополнительным рассмотрением влияния динамики пыли на динамику газа, а также отсутствием ограничения на размер пыли $a < 2.25\lambda$, искусственно удерживающий частицу в режиме Эпштейна. Для расчета использовались коэффициент трения (8) и численная схема из подраздела 3.2. Мы использовали постоянные по всему диску значение вязкости Шакуры–Сюняева $\alpha = 10^{-4}$ и фрагментационной скорости $v_{\text{frag}} = 30 \text{ м сек}^{-1}$. Такая величина вязкости Шакуры–Сюняева соответствует диску с подавленной магниторотационной неустойчивостью, в котором перенос массы и углового момента происходит в основном за счет гравитационных моментов сил неосесимметричного диска. Фрагментационная скорость v_{frag} определяет максимальный размер частицы. Выбранному значению фрагментационной скорости отвечает повышенная вероятность слипания, которая реализуется при покрытии частиц толстым слоем льда.

На протяжении 1 млн. лет эволюции диска мы вычисляли величины Kn , Ma и Re в каждой расчетной ячейке. Для двух моментов времени 141 тыс. лет и 707 тыс. лет мы представили все множество значений этих величин в диске на плоскостях Ma , Re (левые панели рис. 3) и Kn^{-1} , Ma (центральные панели рис. 3). Из центральных панелей видно, что в значительной части диска пыль и газ взаимодействуют в режиме свободно-

молекулярного обтекания Эпштейна, однако в диске реализуются все 4 режима трения из (8). При этом в диске в момент времени 707 тыс. лет (центральная панель второго ряда) присутствуют частицы на границе областей I–III, где коэффициент трения (8) претерпевает разрыв. Из правой нижней панели рис. 3, где разными цветами выделены области диска, в которых реализуются разные режимы трения, видно, что этот разрыв происходит на расстоянии 6 а.е. от звезды. Распределения физических величин, определяющих режим трения в центральной области околозвездного диска для тех же самых моментов времени, приведены на рис. 4. Черная контурная линия на верхних панелях, где приведены числа Кнудсена и Маха, показывает границу, при которой $a = 4\lambda/9$. Видно, что для диска возраста 141 тысяча лет эта линия проходит через область $\text{Ma} \approx 0.01$, обеспечивая непрерывный коэффициент трения, для диска возраста 707 тысяч лет – через область $\text{Ma} \approx 1/9$, приводя к разрыву в коэффициенте трения.

Поэтому мы исследовали альтернативный коэффициент трения для случая, когда обтекающая среда является сжимаемой – коэффициент трения Хендерсона [16]. Аппроксимация Хендерсона хорошо приближает известные экспериментальные зависимости (детали могут быть найдены в [16] и ссылках там) для диапазона $\text{Re} < 3 \times 10^5$ и $\text{Ma} < 6$. Она учитывает также различия между температурой газа и температурой частиц. Для дозвуковых режимов обтекания ($\text{Ma} \leq 1$)

$$C_D = \frac{24}{\text{Re} + S \left(4.33 + \frac{3.65 - 1.53 T_d/T_g}{1 + 0.353 T_d/T_g} \exp(-0.247 \frac{\text{Re}}{S}) \right)} + 0.6S \left(1 - \exp\left(-\frac{\text{Ma}}{\text{Re}}\right) \right) + \exp\left(-0.5 \frac{\text{Ma}}{\sqrt{\text{Re}}}\right) \left(\frac{4.5 + 0.38(0.03\text{Re} + 0.48\sqrt{\text{Re}})}{1 + 0.03\text{Re} + 0.48\sqrt{\text{Re}}} + 0.1\text{Ma}^2 + 0.2\text{Ma}^8 \right) \quad (9)$$

и для сверхзвуковых ($\text{Ma} \geq 1.75$)

$$C_D = \frac{0.9 + \frac{0.34}{\text{Ma}^2} + 1.86 \sqrt{\frac{\text{Ma}}{\text{Re}}} \left(2 + \frac{2}{S^2} + \frac{1.058}{S} \sqrt{\frac{T_d}{T_g}} - \frac{1}{S^4} \right)}{1 + 1.86 \sqrt{\frac{\text{Ma}}{\text{Re}}}}, \quad (10)$$

где

$$S = \text{Ma} \sqrt{\frac{\gamma}{2}}, \quad (11)$$

T_d/T_g – отношение температуры частиц к температуре газа. Промежуточные значения для коэффициента трения (когда $1 < \text{Ma} < 1.75$) получают с помощью линейной интерполяции:

$$C_D = C_D(\text{Ma} = 1) + \frac{4}{3}(\text{Ma} - 1) \times (C_D(\text{Ma} = 1.75) - C_D(\text{Ma} = 1)), \quad (12)$$

где $C_D(\text{Ma} = 1)$ находим из (9), подставляя туда $\text{Ma} = 1$, а $C_D(\text{Ma} = 1.75)$ из (10), подставляя туда $\text{Ma} = 1.75$. Здесь и далее считаем, что $\gamma = 1.4$, $T_d/T_g = 1$.

Значения стандартного астрофизического коэффициента трения (8) и коэффициента Хендер-

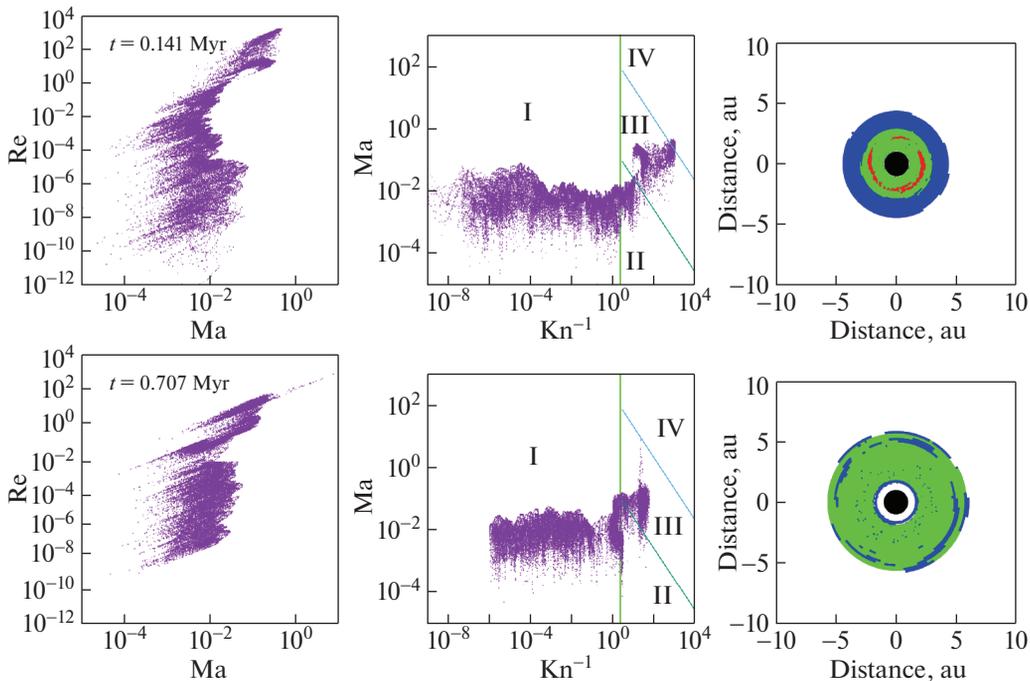


Рис. 3. Значения Ma и Re (левый столбец) и Ma и Kn^{-1} (центральный столбец) для пылинок во всех ячейках околозвездного диска возраста 141 (верхний ряд) и 707 тысяч лет (нижний ряд). Разные режимы обтекания из (8) показаны на центральных панелях римскими цифрами, на правых панелях – цветом. I – режим Эпштейна (белый), II – режим Стокса (синий), III – переходный режим или нелинейный режим Стокса (зеленый), IV – режим Ньютона (красный). Черным цветом показана поглощающая ячейка в диске. На границе между белой и зеленой областью стандартный астрофизический коэффициент трения (8) разрывен.

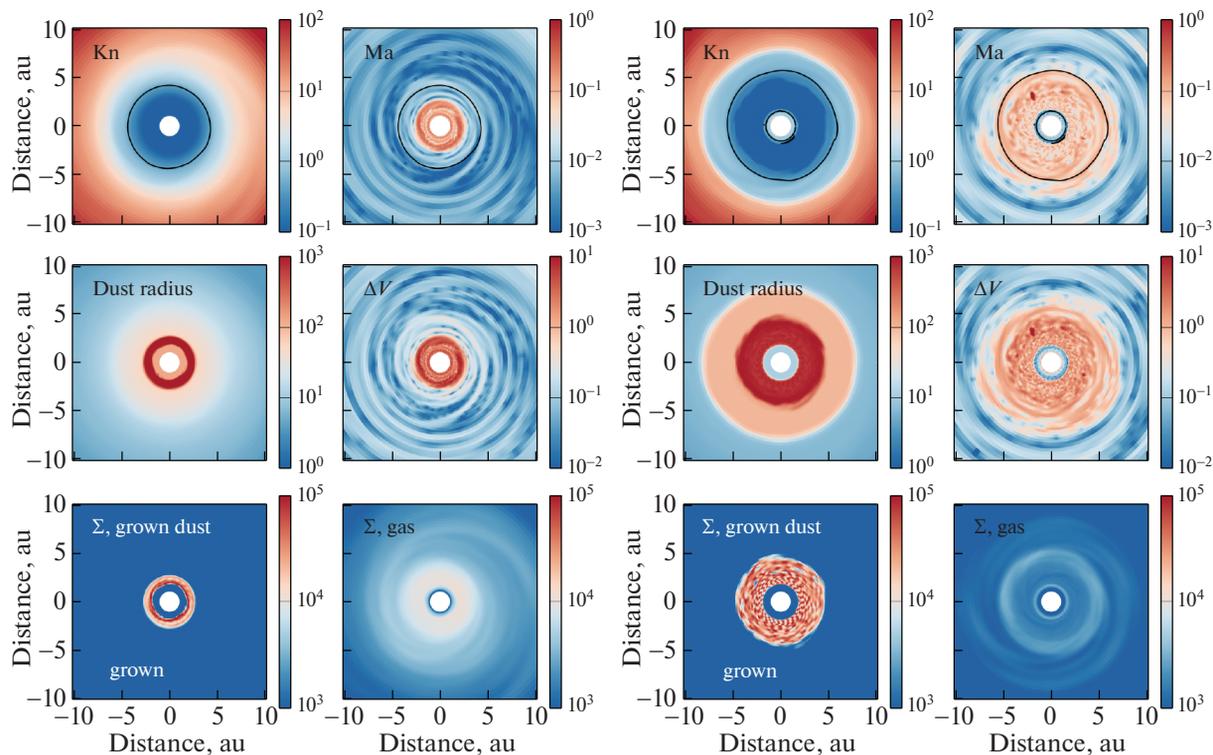


Рис. 4. Распределения физических величин, определяющих режим трения в центральной области околозвездного диска возраста 141 тыс. лет (левые 6 панелей) и 707 тыс. лет (правые шесть панелей). На верхних панелях приведены числа Кнудсена и Маха, на нижних панелях – поверхностные плотности газа и выросшей пыли в г см^{-2} , на центральных панелях – максимальный размер пылинки a в см и относительная скорость между газом и телами ΔV в км сек^{-1} . Черная контурная линия на верхних панелях показывает границу, при которой $a = 4\lambda/9$. Для диска возраста 141 тыс. лет эта линия проходит через область $\text{Ma} \approx 0.01$, обеспечивая непрерывный коэффициент трения, для диска возраста 707 тыс. лет – через область $\text{Ma} \approx 1/9$, приводя к разрыву в коэффициенте трения.

сона (9)–(12) для диапазона параметров околозвездного диска $10^{-4} \leq \text{Ma} \leq 100$, $10^{-12} \leq \text{Re} \leq 10^3$ приведены на рис. 5 и рис. 6. Из панелей верхнего ряда рис. 5 следует, что при $\text{Ma} \leq 0.01$ для любого Re оба коэффициента трения близки. Это подтверждают верхние панели рис. 6. Для $0.1 \leq \text{Ma} \leq 1$ значения коэффициентов трения различаются количественно, а при $\text{Ma} \geq 1$ – качественно. Во-первых, на центральной и правой панелях нижнего ряда рис. 5 заметен разрыв первого рода у стандартного астрофизического коэффициента. Кроме того, из правой нижней панели видно, что эталонный коэффициент Хендерсона убывает с ростом Re , тогда как стандартный астрофизический возрастает. Во-вторых, на центральной и правой панели нижнего ряда рис. 6 видно, что эталонный коэффициент Хендерсона имеет особенность (известный в аэромеханике горб в окрестности $\text{Ma} = 1$), которая отсутствует в упрощенной аппроксимации коэффициента трения.

Таким образом, при расчете динамики газопылевой среды с $\text{Ma} > 1/9$ можно рекомендовать к использованию только коэффициент Хендерсона, однако если ограничивать $\text{Ma} \leq 1/9$, стандартный астрофизический коэффициент экономичнее и удобнее для программирования.

3. ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ ГАЗОПЫЛЕВОЙ СРЕДЫ С ИНТЕНСИВНЫМ МЕЖФАЗНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

3.1. Обзор предыдущих работ

Определим время релаксации скорости сферически-симметричной частицы к скорости газа следующим образом:

$$t_{\text{stop}} = \frac{m_p \|v - u\|}{\|F_D\|} = \frac{\frac{4}{3} \pi a^3 \rho_s \|v - u\|}{\frac{1}{2} C_D \pi a^2 \rho_g \|v - u\|^2} = \frac{8}{3} \frac{a \rho_s}{C_D \rho_g \|v - u\|}, \quad (13)$$

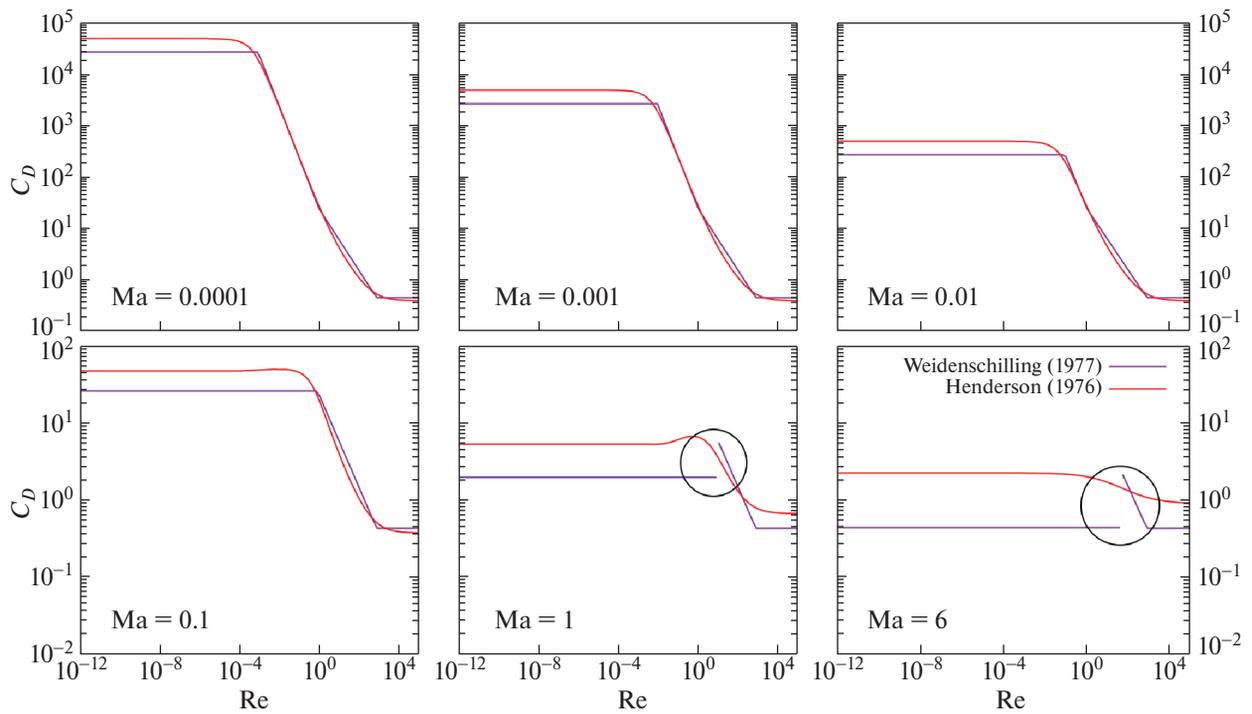


Рис. 5. Коэффициенты трения Хендерсона (9)–(12) и стандартный астрофизический (8) при разных Ma как функции Re .

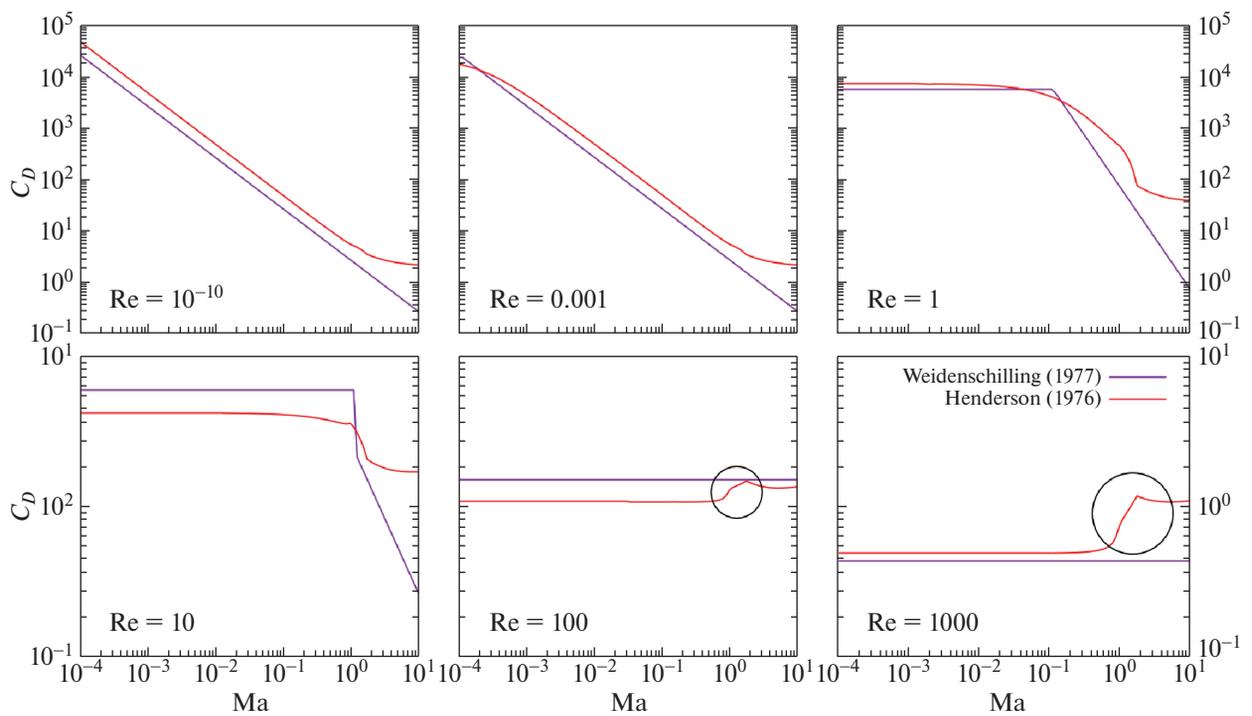


Рис. 6. Коэффициенты трения Хендерсона (9)–(12) и стандартный астрофизический (8) при разных Re как функции Ma .

где m_p — масса частицы, ρ_s — материальная плотность пылинки.

Для пылевых частиц с размером около 1 мкм на орбитальном радиусе 100 а.е. характерное время релаксации скорости t_{stop} в диске составляет порядка 100 сек (см., например, [17, 18]), тогда как динамику диска требуется моделировать на протяжении 10^4 лет $\approx 10^{11}$ сек и более. Это означает, что уравнения движения газа и пыли имеют жесткие релаксационные слагаемые, связанные с интенсивным межфазным взаимодействием. Поэтому моделирование динамики газопылевых дисков является сложной задачей современной вычислительной астрофизики (см., например, [19]).

Задачи с жестким релаксационным слагаемым активно исследуются в прикладной математике [20]. Кроме динамики многофазных сред, такие задачи встречаются в физике плазмы, моделях эластичности с памятью, кинетической теории и др. При использовании явных методов для получения устойчивых численных решений необходим временной шаг $\tau \leq t_{\text{stop}}$, неприемлемый для расчетов сложных систем уравнений в двумерном и трехмерном случае даже на современных суперкомпьютерах.

В частности, при моделировании динамики газового самогравитирующего диска (например, [21, 22]), временной шаг, определяемый условием Куранта, составляет несколько земных суток. При необходимости измельчить его до 100 сек, фактическое время получения решений вырастет в 100–1000 раз, что сделает невозможным проведение серийных вычислительных экспериментов.

При использовании неявных методов отсутствует ограничение на временной шаг со стороны устойчивости, однако оно может возникнуть со стороны точности [23]. Например, в одной из ранних работ авторы [24] показали, что в общем случае сеточные методы высокого порядка при наличии жестких релаксационных слагаемых воспроизводят асимптотическое поведение решения, только если используется очень мелкий шаг по пространству. Примеры проявления этих эффектов при моделировании динамики околозвездных дисков можно найти в [7, 15, 17]. В частности, авторы [15, 25] исследовали диффузионное расплывание решений, которые получаются при моделировании динамики газопылевой среды, используя гидродинамику сглаженных частиц (Smoothed Particle Hydrodynamics, SPH) с расчетом межфазного взаимодействия по классическому подходу [26]. Они получили эмпирический критерий, согласно которому расплывание решений имеет приемлемый уровень, если используется радиус сглаживания $h < c_s t_{\text{stop}}$. Согласно этому критерию, расчет динамики микронных

частиц в околозвездном диске потребует пространственного разрешения $h \approx 10$ км, тогда как радиус диска составляет порядка 10^{10} км. Ясно, что такое пространственное разрешение находится за пределами возможностей современной вычислительной техники.

В ряде случаев от поиска численного решения исходной задачи можно отказаться и заменить его на решение упрощенной задачи, полученной из исходной путем разложения по малому параметру (общая идея представлена в [20], применительно к расчетам газопылевых сред в околозвездном диске, например, в [27–29]). Упрощенная задача становится нежесткой, однако такой переход обоснован только для случая, когда время релаксации много меньше времени движения несущей фазы и не позволяет моделировать переходный режим со временем релаксации, близким к динамическому времени. Кроме того, такой переход может сопровождаться сменой типа уравнений (например, переходом от гиперболического к параболическому).

Поэтому альтернативой переходу к упрощенной задаче является разработка неявных и полунеявных численных методов, которые точно воспроизводят равновесные значения даже при грубом пространственном разрешении. В настоящее время предпринимаются попытки найти общий подход к конструированию методов высокого порядка для задач с релаксационными слагаемыми, см., например, [30]. Однако в большинстве работ по численному решению таких систем методы конструируются с учетом специфики решаемой задачи и конкретного вида “жесткого релаксационного слагаемого”. В частности, при моделировании динамики газопылевых сред система имеет не одно, а два жестких релаксационных слагаемых — в уравнениях движения для газа и пыли [25, 31–33]). В среднем по диску порядок величины $\epsilon = \frac{\rho_d}{\rho_g}$ равен 0.01, поэтому влиянием пыли на динамику газа часто можно пренебречь. С другой стороны, результаты моделирования показывают, что пылевые частицы могут концентрироваться в отдельных областях диска (в спиральных рукавах [4], во внутренней части диска [7], в самогравитирующих газовых сгустках [3]), повышая тем самым отношение плотностей до значения $\epsilon \approx 1$ и более.

В настоящее время несколько групп исследователей работают над созданием численных моделей динамики газопылевых сред с высокой концентрацией дисперсной фазы и интенсивным межфазным взаимодействием на основе сеточных методов и SPH.

Авторы работы [34] представили безытерационный неявный сеточный метод и набор тестовых задач для среды газ-полидисперсная пыль в околозвездных дисках. В их модели каждая фракция полидисперсной пыли обменивается импульсом с газом и косвенно с другими фракциями, но теплообмен между газом и пылью отсутствует. Авторами показано, что предложенный ими метод устойчив, имеет низкие диссипативные свойства и сохраняет асимптотику решения при любых временных шагах.

Авторами [35, 36] предложена конечно-разностная схема с настраиваемыми диссипативными свойствами (customizable dissipative properties) для моделирования динамики среды газ-монодисперсная пыль.

В работах [15, 37, 38] авторы представили безытерационный неявный метод на основе гидродинамики сглаженных частиц для монодисперсной и полидисперсной пыли. Их модель динамики газопылевой среды основана на одножидкостном подходе (решаются уравнения для свойств газопылевой среды в целом, при этом для концентрации твердой фазы решается диффузионное уравнение). В этом подходе каждая SPH-частица является носителем характеристик как газа, так и пыли. Такой подход экономичен и лишен численной диссипации, возникающей при реализации лагранжевых методов в двухжидкостном подходе. С другой стороны, в одножидкостном подходе не гарантируется выполнение закона сохранения массы для дисперсной фазы. Кроме того, есть более жесткое ограничение сверху на размер моделируемых тел по сравнению с двухжидкостным подходом.

Авторы [31, 39] разработали двухжидкостный подход на основе гидродинамики сглаженных частиц для сред газ-монодисперсная пыль. Эти авторы обнаружили, что в полученных ими решениях диффузионное расплывание в газопылевой среде меньше, чем в классическом для SPH подходе [26]. Однако это расплывание больше диффузионного расплывания в газе за счет искусственной вязкости.

Авторами [40] предложен новый метод решения уравнений сплошной среды газ-монодисперсная пыль с интенсивным межфазным взаимодействием на основе SPH. Предложенный метод расчета межфазного взаимодействия является безытерационным и имеет низкие диссипативные свойства. Эти особенности метода определяются неявной линейной аппроксимацией силы трения и локальным выполнением закона сохранения импульса при расчете трения между газом и пылью.

Все представленные разработки были сделаны для самого распространенного в околозвездном диске режима взаимодействия твердых частиц с

газом – режима Эпштейна. В этом режиме реализуется интенсивное межфазное взаимодействие, но сила трения линейно зависит от относительной скорости между газом и телами. Однако результаты моделирования указывают, что в отдельных областях диска выросшие частицы будут взаимодействовать с газом в переходном режиме и режиме Ньютона, когда межфазное взаимодействие является умеренным, а сила трения нелинейно зависит от относительной скорости между газом и телами. Поэтому в данной статье мы предлагаем схему дискретизации по времени уравнений движения газа и пыли, которая охватывает оба случая и совместима с любым способом расчета пространственных производных, если скорость газа и скорость пыли определены в одних и тех же точках пространства. Рассматриваемый метод расчета динамики среды газ-монодисперсная пыль для силы трения, линейно зависящей от относительной скорости между газом и телами, является частным случаем подхода [34], который хорошо обоснован авторами в линейном случае. Таким образом, настоящая работа может рассматриваться как обоснование подхода к расчету полидисперсной пыли [34] с переходом от линейного к нелинейному трению.

3.2. Схема дискретизации по времени уравнений движения газа и пыли, сохраняющая асимптотику

Для аппроксимации силы межфазного взаимодействия в уравнениях движения из (1), (2) мы предлагаем линеаризовать силу трения по относительной скорости между газом и телами, при этом время остановки $t_{\text{stop}}(\rho_g, u - v)$ рассчитывать по известным величинами с предыдущего шага, а относительную скорость между газом и телами – со следующего. Упрощенная запись такого подхода примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{v^{n+1} - v^n}{\tau} + (v^n \cdot \nabla)v^n &= \\ &= -\frac{\nabla p^n}{\rho_g^n} + g^n - \frac{\rho_d^n}{\rho_g^n} \frac{v^{n+1} - u^{n+1}}{t_{\text{stop}}^n} + \frac{f_g^n}{\rho_g^n}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\frac{u^{n+1} - u^n}{\tau} + (u^n \cdot \nabla)u^n = g^n + \frac{v^{n+1} - u^{n+1}}{t_{\text{stop}}^n} + \frac{f_d^n}{\rho_d^n}. \quad (15)$$

В настоящей статье мы решали всю систему (1–2) по двухэтапной схеме, основанной на методе расщепления по физическим процессам (как и в наших предыдущих работах [17, 41]). Для решения уравнений неразрывности и движения мы использовали метод конечных разностей, подробное описание которого для чистого газа представлено Стоуном и Норманом [42]. Первый этап схемы расщепления представляет собой вы-

числение адвективных слагаемых и расчет переноса массы и импульса

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla(\rho_g v) = 0, \quad \rho_g \left[\frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla)v \right] = 0, \quad (16)$$

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} + \nabla(\rho_d u) = 0, \quad \rho_d \left[\frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla)u \right] = 0. \quad (17)$$

Для вычисления пространственных производных на этом этапе использовался кусочно-параболический метод [43]. В ходе этого этапа мы определяли величины $\rho_g^{n+1/2}$, $\rho_d^{n+1/2}$, $v^{n+1/2}$, $u^{n+1/2}$.

На следующем этапе выполнялся расчет влияния сил давления, трения, гравитации и других, используя обновленные плотности и скорости газа с первого этапа:

$$\frac{v^{n+1} - v^{n+1/2}}{\tau} = -\frac{\nabla p^{n+1/2}}{\rho_g^{n+1/2}} + g^{n+1/2} - \frac{\rho_d^{n+1/2}}{\rho_g^{n+1/2}} \frac{v^{n+1} - u^{n+1}}{t_{\text{stop}}^{n+1/2}} + \frac{f_g^{n+1/2}}{\rho_g^{n+1/2}}, \quad (18)$$

$$\frac{u^{n+1} - u^{n+1/2}}{\tau} = g^{n+1/2} + \frac{v^{n+1} - u^{n+1}}{t_{\text{stop}}^{n+1/2}} + \frac{f_d^{n+1/2}}{\rho_d^{n+1/2}}. \quad (19)$$

В силу того, что из (14)–(15) явно выражаются v^{n+1} и u^{n+1} , вычислительные затраты на полуявную аппроксимацию трения близки к затратам на явную аппроксимацию.

3.3. Тестирование схемы

В пункте 3.3.1 мы исследуем уровень диффузионного расплывания схемы (14)–(15) при расчете интенсивного межфазного взаимодействия с временным шагом τ , который определяется условием Куранта, а не t_{stop} . В пункте 3.3.2 мы сравним точность решений, полученных схемой первого порядка (14)–(15) и схемой четвертого порядка, при моделировании движения пыли в газовом диске, скорость вращения которого чуть меньше кеплеровой.

3.3.1. Тест 1. Распад разрыва в газопылевой среде. Для одномерных уравнений (1), (2) положим $g = 0$, $S_g = S_d = 0$, $f_g = f_d = 0$, $f_D = \frac{\rho_d(v - u)}{t_{\text{stop}}}$ и запишем уравнение энергии:

$$\rho_g \left(\frac{\partial e}{\partial t} + v \frac{\partial e}{\partial x} \right) = -p \frac{\partial v}{\partial x}, \quad (20)$$

где e – внутренняя энергия газа, связанная с давлением следующим образом:

$$p = \rho_g e (\gamma - 1), \quad (21)$$

здесь γ – показатель адиабаты. Обезразмерим систему на величину длины l_* , массы m_* и времени

t_* , тогда производные размерные величины имеют вид $\rho_* = \frac{m_*}{l_*^3}$, $v_* = \frac{l_*}{t_*}$, $p_* = \frac{m_*}{t_*^2 l_*}$, $e_* = \frac{l_*^2}{t_*^2}$. Будем решать систему в безразмерных переменных.

Для получившейся системы (1), (2), (20), (21) на границах интервала зададим условия непротекания. В начальный момент времени зададим нулевые начальные скорости пыли и газа, скачок давления газа, скачок плотности газа и пыли:

$$\left[\frac{\rho_g}{\rho_*}, \frac{p}{p_*}, \frac{e}{e_*}, \frac{\rho_d}{\rho_*} \right]_l = [1, 1, 2.5, 1],$$

$$\left[\frac{\rho_g}{\rho_*}, \frac{p}{p_*}, \frac{e}{e_*}, \frac{\rho_d}{\rho_*} \right]_r = [0.125, 0.1, 2, 0.125],$$

$$\gamma_l = \gamma_r = 7/5.$$

Зададим $\lambda = 5 \times 10^{-6} \frac{\rho_*}{l_*}$, $\rho_s = 2.3 \rho_*$ и будем рассматривать 2 размера частиц: мелкая пыль $a = 5 \times 10^{-6} l_*$ и крупные тела $a = 10^{-2} l_*$.

В работе [17] было показано, что полуявная схема расщепления первого порядка (14), (15) сохраняет асимптотику решения при расчете интенсивного межфазного взаимодействия с постоянным коэффициентом трения. Из рис. 7 следует этот же вывод для случая, когда C_D меняется по пространству и по времени, а $t_{\text{stop}} = t_{\text{stop}}(\|u - v\|)$.

На рис. 7 приведен расчет с коэффициентом трения Хендерсона (9)–(12) и размером пылевых частиц $a = 5 \times 10^{-6} l_*$. Будем считать эталонным результат расчета с детальным пространственным разрешением $N = 400$ ячеек на единичный отрезок и временным шагом, при котором параметр Куранта CFL = 0.005. Видно, что расчет скоростей и плотностей газа и пыли с $N = 200$, CFL = 0.5 незначительно отличается от эталонного. Кроме расчета с $\rho_d/\rho_g = 1$, мы провели расчеты этой же задачи с повышенным в 10 и в 1000 раз содержанием пыли относительно газа. Мы убедились, что и в этих случаях в расчетах по схеме, сохраняющей асимптотику, уровень расплывания решения сохраняется незначительным.

Примером полуявной аппроксимации трения, которая не сохраняет асимптотику, является

$$\begin{aligned} & \frac{v^{n+1} - v^n}{\tau} + (v^n \cdot \nabla)v^n = \\ & = -\frac{\nabla p^n}{\rho_g^n} + g^n - \frac{\rho_d^n}{\rho_g^n} \frac{v^{n+1} - u^n}{t_{\text{stop}}^n} + \frac{f_g^n}{\rho_g^n}, \end{aligned} \quad (22)$$

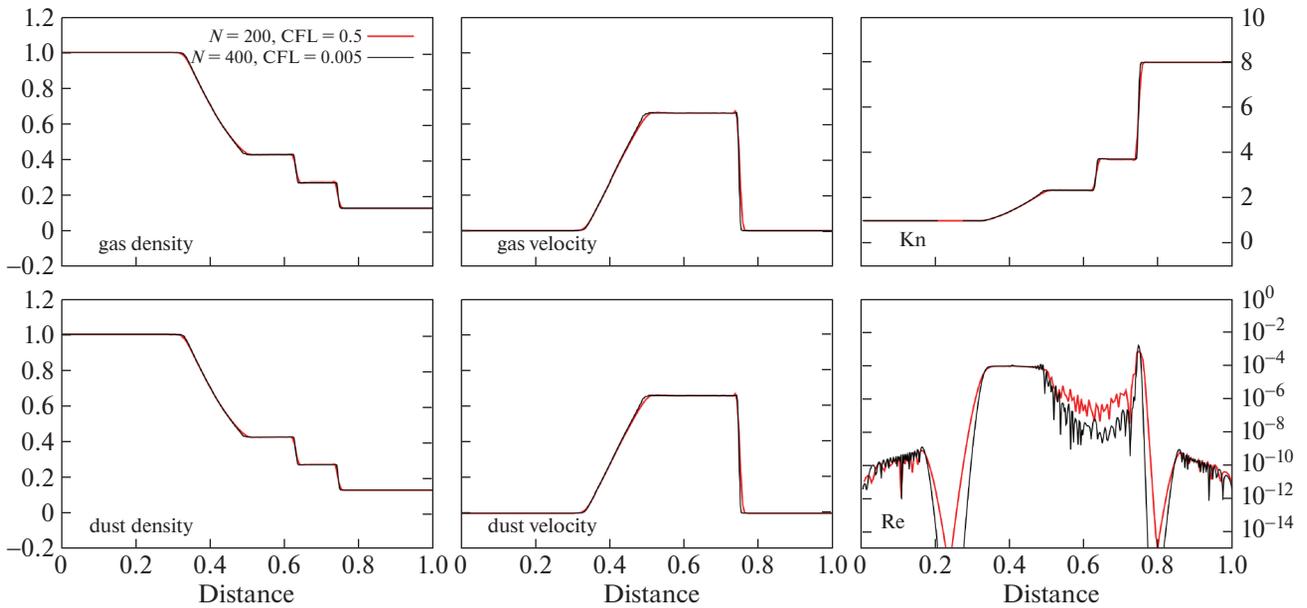


Рис. 7. Решение задачи ударная труба Сода по схеме (14)–(15), сохраняющей асимптотику, для $Kn \geq 1$ (мелкая пыль $a = 5 \times 10^{-6} l_*$, режим Эпштейна, коэффициент трения рассчитан по формуле Хендерсона (9)–(12)).

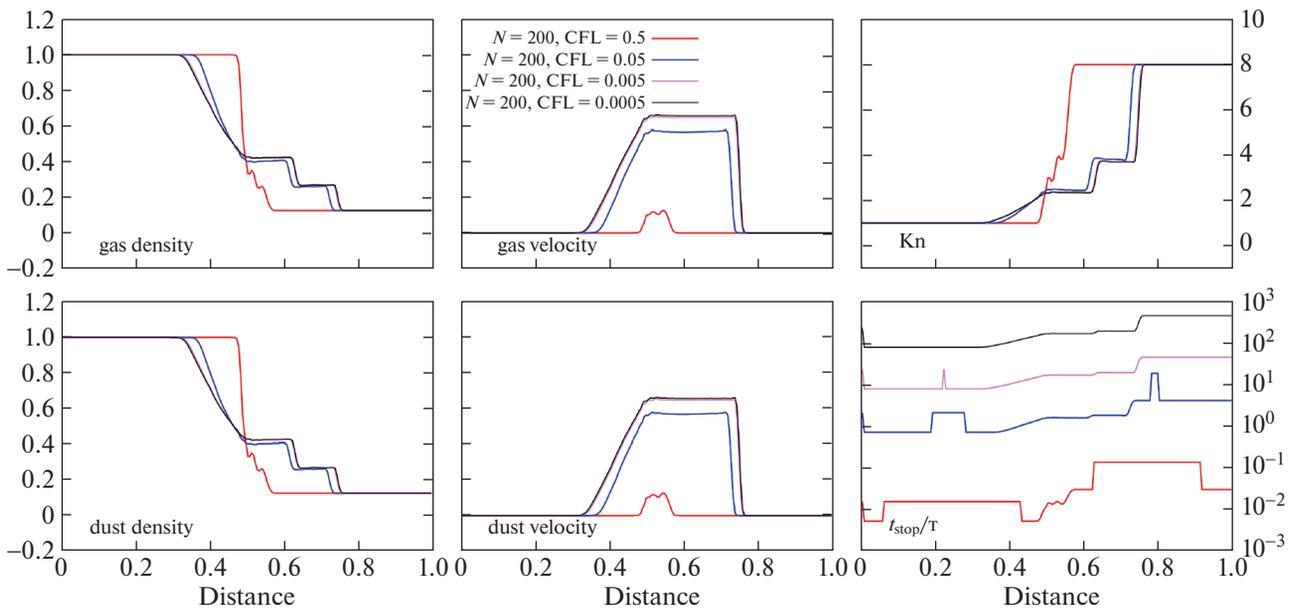


Рис. 8. Решение задачи ударная труба Сода по схеме (22)–(23), не сохраняющей асимптотику, с разными шагами по времени для $Kn \geq 1$ (мелкая пыль $a = 5 \times 10^{-6} l_*$, режим Эпштейна, коэффициент трения рассчитан по формуле Хендерсона (9)–(12)).

$$\frac{u^{n+1} - u^n}{\tau} + (u^n \cdot \nabla) u^n = g^n + \frac{v^{n+1} - u^{n+1}}{t_{\text{stop}}^n} + \frac{f_d^n}{\rho_d^n}. \quad (23)$$

Решение этой же задачи с использованием схемы (22), (23) приведено на рис. 8. Из этого рисун-

ка видно, что с изменением CFL от 0.5 до 0.0005 рассчитанные скорости распространения волн изменяются в разы, при этом только при $\tau < 0.1 t_{\text{stop}}$ точность получаемого решения становится удовлетворительной.

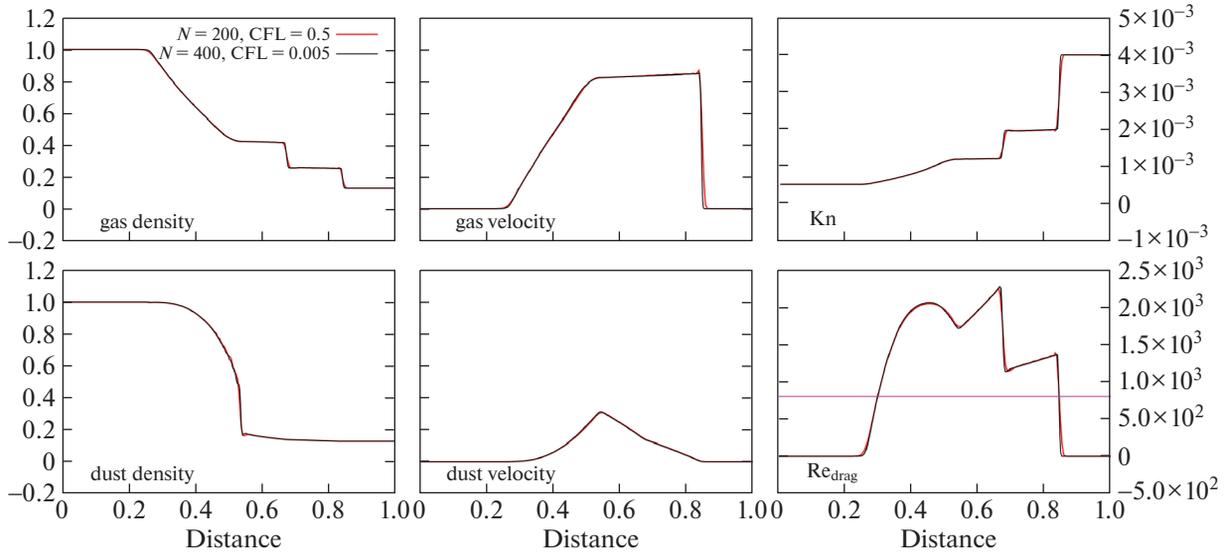


Рис. 9. Решение задачи ударная труба Сода по схеме (14)–(15), сохраняющей асимптотику, с разными шагами по пространству и по времени для $Kn \ll 1$ (крупные тела, режимы Стокса, переходный и Ньютона, нелинейное трение), коэффициент трения рассчитан по формуле Хендерсона (9)–(12).

Из правой верхней панели рис. 7 следует, что число Кнудсена для мелкой пыли превосходит 1. Это означает, что согласно классификации режимов из (8) взаимодействие газа и пыли происходит в режиме свободно-молекулярного обтекания Эпштейна. При этом расчет t_{stop}^n производится по общей формуле (13) для линейного и нелинейного трения. Отметим, что влияние численного разрешения на результат видно только на правой нижней панели рис. 7, где представлена величина Re , линейно зависящая от $\|u - v\|$. Однако известно (смотри, например, [18]), что в случае $t_{\text{stop}} \max(u, v) \ll l_*$ относительной скоростью между газом и пылью можно пренебречь и получить решение задачи для газопылевой среды из решения для газа, заменив c_s на

$$c_s^* = c_s \left(1 + \frac{\rho_d}{\rho_g} \right)^{-1/2}. \quad (24)$$

Это означает, что решение стационарной задачи не зависит от коэффициента трения и t_{stop} , а определяется отношением плотности пыли к плотности газа. Поэтому значительные отклонения в Re для разного пространственного разрешения, приведенные на правой нижней панели рис. 7, не приводят к заметным отличиям в величинах, изображенных на других панелях. Этот же вывод подтверждают правые панели рис. 10, где показаны скорости газа и пыли, полученные для мелкой

пыли с $N = 200$ и $CFL = 0.5$ и для разных коэффициентов трения.

Уровень диффузионного расплывания решения по схеме (14), (15) для задачи с умеренным межфазным взаимодействием виден из рис. 9, где показаны те же расчеты, что и на рис. 7, но размер частиц увеличен до $a = 10^{-2} l_*$. Из правых панелей рис. 9 следует, что при заданном размере частицы обтекаются газом, как сплошной средой ($Kn \ll 1$), при этом реализуются режим Стокса, переходный режим и режим Ньютона. Результаты расчета с $N = 200$, $CFL = 0.5$ незначительно отличаются от эталонного. При этом в отличие от режима интенсивного межфазного взаимодействия, скорость и распределение плотности пыли существенно отличаются от скорости газа. Отметим, что из левых панелей рис. 10, где показаны скорость газа и скорость пыли, видна более выраженная зависимость решения от коэффициента трения для крупных тел, чем для мелкой пыли.

В целом представленные результаты показывают, что схема (14), (15) сохраняет асимптотику решения при моделировании как интенсивного, так и умеренного межфазного взаимодействия.

3.3.2. Тест 2. Расчет траектории частицы в стационарном околозвездном диске. Уравнения движения частицы в поле массивного центрального тела в полярных координатах приведены, например, в [44]. Если кроме гравитационной и центро-

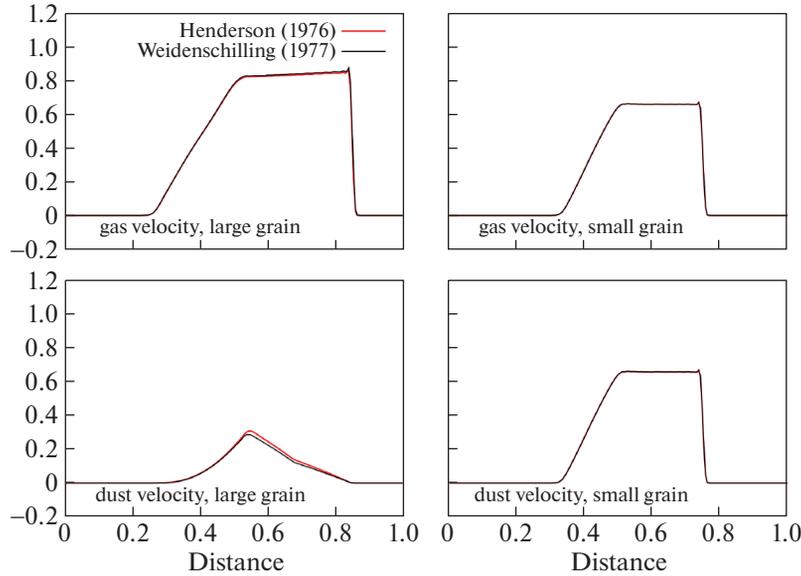


Рис. 10. Решение задачи ударная труба Сода для крупных тел (левые панели) и мелкой пыли (правые панели) с коэффициентами трения Хендерсона (9)–(12) и стандартным астрофизическим (8).

бежной силы на частицу действует трение о газ, то согласно (4) уравнения примут вид:

$$\begin{cases} \frac{dr}{dt} = v_r, \\ \frac{dv_r}{dt} = \frac{v_\phi^2}{r} - \frac{GM}{r^2} - \frac{3C_D\rho_g(u_r - v_r)\|u - v\|}{8a\rho_s}, \\ \frac{dv_\phi}{dt} = -\frac{v_r v_\phi}{r} - \frac{3C_D\rho_g(u_\phi - v_\phi)\|u - v\|}{8a\rho_s}, \end{cases} \quad (25)$$

где r – орбитальный радиус частицы, (v_r, v_ϕ) – радиальная и угловая скорость частицы, (u_r, u_ϕ) – скорость газа, M – масса центрального тела, G – гравитационное ускорение. Положим, что распределения плотности, температуры и скорости в осесимметричном газовом диске определяются моделью [4] (детальное описание модели приведено в приложении В) и имеют следующие зависимости от радиуса $\rho_g \sim r^{-2.25}$, $c_s \sim r^{-0.75}$, $u_r = 0$. Положим, что центральное тело имеет массу

$0.5M_\odot$, а диск протяженностью от 1 а.е. до 100 а.е. – массу $0.4M_\odot$. Пусть материальная плотность твердых тел равна $\rho_s = 2.2 \text{ г см}^{-3}$.

В начальный момент времени расположим частицу на орбитальном радиусе $r_0 = 10$ а.е. и зададим ей скорость, $v_{\phi 0} = 0.25V_K(r_0)$, где $V_K(r) = \sqrt{\frac{GM}{r}}$, $v_{r0} = -10^{-4} \text{ а.е.} \cdot \Omega(r = 1 \text{ а.е.})$, где $\Omega(r) = \frac{V_K(r)}{r}$. Будем считать, что размер частицы, которая дрейфует в диске, растет по закону $a = a_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-3}$, при

этом на расстоянии r_0 от центрального тела частица имеет размер $a_0 = 134.64 \text{ см}$ (Toymodel 1) или $a_0 = 13.464 \text{ см}$ (Toymodel 2). Будем моделировать движение частицы к центральному телу до тех пор, пока ее орбитальный радиус не достигнет 1 а.е. Будем использовать полуявную схему первого порядка

$$\begin{cases} \frac{r^{n+1} - r^n}{\tau} = v_r^n, \\ \frac{v_r^{n+1} - v_r^n}{\tau} = \frac{(v_\phi^n)^2}{r^n} - \frac{GM}{(r^n)^2} - \frac{3C_D^n \rho_g^n (u_r^{n+1} - v_r^{n+1}) \|u^n - v^n\|}{8a^n \rho_s}, \\ \frac{v_\phi^{n+1} - v_\phi^n}{\tau} = -\frac{v_r^n v_\phi^n}{r^n} - \frac{3C_D^n \rho_g^n (u_\phi^{n+1} - v_\phi^{n+1}) \|u^n - v^n\|}{8a^n \rho_s}, \end{cases} \quad (26)$$

с временным шагом $\tau = 0.01\Omega^{-1}(r = 1 \text{ а.е.})$. Выбранная величина τ означает, что частица, которая двигается с кеплеровой скоростью по круговой орбите радиуса 1 а.е., сделает полный оборот за 628 шагов. Такой временной шаг будет получен из условия Куранта, если мы будем моделировать динамику газового диска в цилиндрических координатах с разрешением 256 ячеек по углу и числом Куранта $CFL = 0.4$.

Изменение коэффициента трения C_D , числа Стокса $St = t_{\text{stop}}\Omega$ и радиального компонента скорости частицы v_r , отнесенного к кеплеровой скорости на соответствующем радиусе, для *Toymodel 1* и *2* приведено на рис. 11. Красной линией показаны результаты, полученные с коэффициентом трения Хендерсона, многоцветной линией – со стандартным астрофизическим коэффициентом. Из верхних панелей рис. 11 видно, что в *Toymodel 1* стандартный астрофизический коэффициент в первые 10 лет терпит разрыв первого рода. Точка разрыва совпадает с экстремумом модуля радиальной скорости. При этом в *Toymodel 1* с непрерывным коэффициентом Хендерсона радиальная скорость также меняется с возрастающей на убывающую в первые 10 лет движения частицы. Кроме того, отметим, что в *Toymodel 1* и *2* точки разрыва, экстремума или перегиба C_D являются точками экстремума или перегиба v_r .

В целом за исключением точки разрыва C_D расчеты *Toymodel 1* с разными коэффициентами трения можно считать качественно и количественно близкими: время, за которое частица дрейфовала с 10 а.е. до 1 а.е., оказалось порядка 3×10^4 лет, при этом на радиусе 1 а.е. число Стокса достигло значения $St = 10^3$. Видно, что за время своего движения в диске частица взаимодействовала с газом в режимах Эпштейна I, переходном III и Ньютона IV из (8), минуя режим Стокса II.

Из нижних панелей рис. 11 видно, что при уменьшении размера частицы в *Toymodel 2* коэффициент трения в начальные моменты времени не изменился (в силу (8) в режиме Эпштейна он определяется Ma), но число Стокса изменилось на порядок по сравнению с *Toymodel 1*. В результате сократилось время дрейфа частицы с радиуса 10 а.е. до 1 а.е., при этом частица последовательно прошла I, II, III и IV режимы взаимодействия с газом. Видно, что результаты расчета *Toymodel 2* со стандартным астрофизическим коэффициентом трения и коэффициентом Хендерсона качественно и количественно близки.

Как и в *Toymodel 1* максимальные отличия скорости радиального движения при использовании разных коэффициентов трения имеют место в режиме Эпштейна. Это отличается от задачи распада разрыва, где чувствительность решения к

смене коэффициента трения была более выражена для крупных тел в режимах Стокса, переходном и Ньютона. Чувствительность системы (25) к смене коэффициента трения в режиме Эпштейна определяется тем, что стационарное значение радиальной скорости частицы зависит от t_{stop} [45] как

$$\frac{v_r}{V_K} = -\frac{\eta}{St(r) + St(r)^{-1}}, \quad (27)$$

где η определяется из $u_\phi^2 = (1 - \eta)V_K^2$ и удовлетворяет $0 < \eta \ll 1$. Из верхних панелей рис. 5 видно, что в режиме Эпштейна значение коэффициента Хендерсона примерно в три раза отличается от стандартного астрофизического, что в силу (27) приводит к выраженному отличию в радиальной скорости частицы.

Во втором уравнении системы (26) присутствуют две величины (v_ϕ^2/r и GM/r^2), разность которых на много порядков меньше их модуля. Поэтому для расчета траекторий частиц, динамика которых определяется равнодействующей центробежной и центростремительной силы, методы высокого порядка потребуют меньших вычислительных затрат, чем методы первого порядка (здесь мы говорим о методах решения произвольной системы обыкновенных дифференциальных уравнений, а не о специальных симплекс-методах, адаптированных под особенности задачи). Исследуем, как меняются требования к численному методу при расчете траекторий частиц, на которые действуют дополнительные силы.

Для этого мы рассчитали *Toymodel 1* и *Toymodel 2* с помощью явного метода Рунге-Кутты четвертого порядка с тем же шагом $\tau = 0.01\Omega^{-1}(r = 1 \text{ а.е.})$. В момент времени, когда частица пересекла $r = 1$ а.е. мы фиксировали значения r , v_r , v_ϕ , после этого сравнивали эти значения с величинами, рассчитанными по полунявной схеме первого порядка. Результаты сравнения приведены в табл. 1. Видно, что в обеих моделях с обоими коэффициентами трения точность расчета по схеме первого порядка отличается от схемы четвертого порядка менее, чем на 1% при том, что число Стокса для выросших частиц в обеих моделях превосходит 10^2 . Среди трех переменных системы максимальную относительную погрешность имеет v_r . Расчеты *Toymodel 2* разными методами и с разными коэффициентами трения отличаются незначительно. Но в *Toymodel 1*, где стандартный астрофизический коэффициент терпит разрыв, можно видеть, что использование коэффициента Хендерсона позволяет получать более близкие решения методом первого и четвертого порядка.

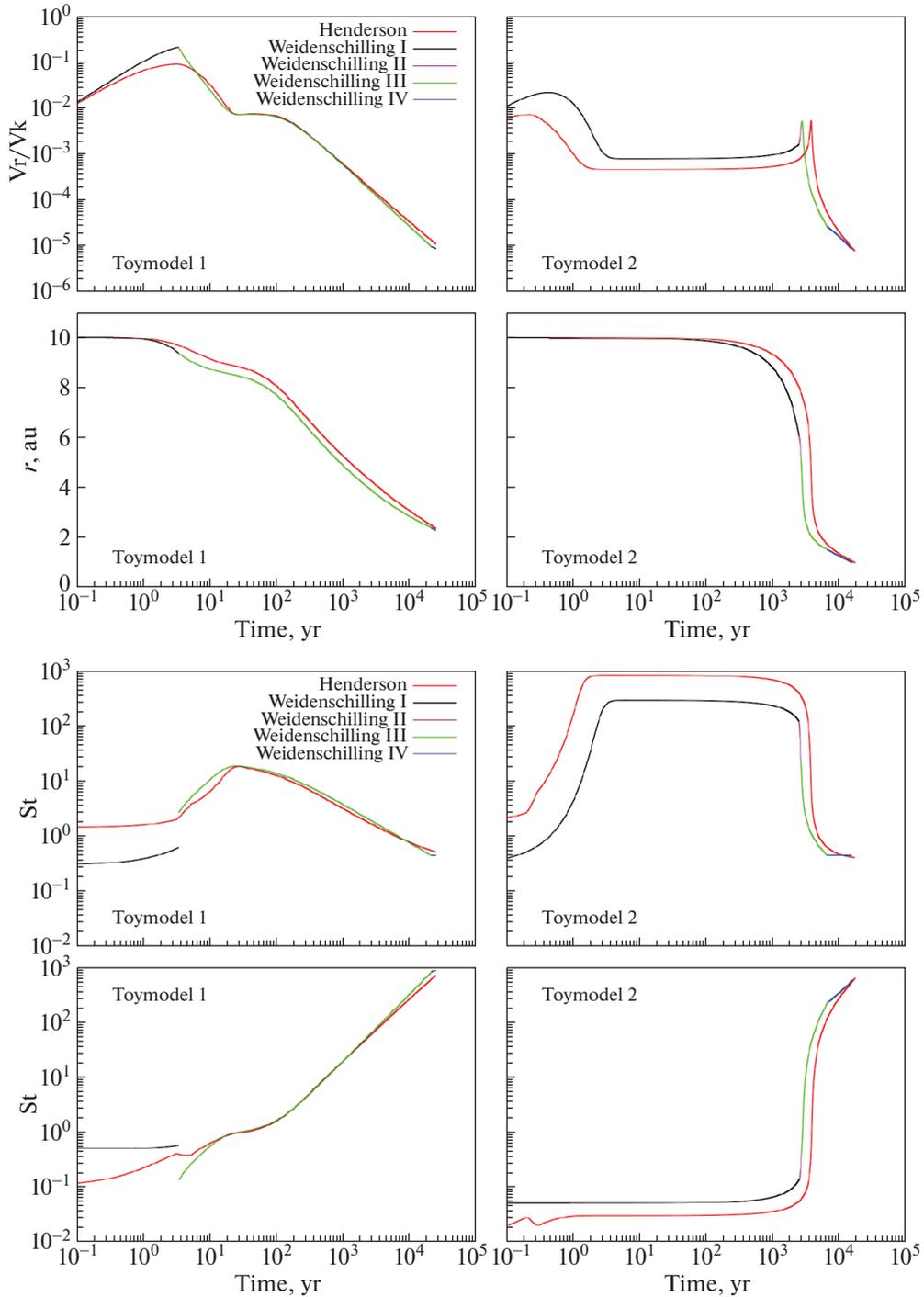


Рис. 11. Расчет траектории растущей пылевой частицы в стационарном газовом диске массы $0.4M_{\odot}$ вокруг центрального тела массы $0.5M_{\odot}$ с разными коэффициентами трения. Красная линия – коэффициент трения Хендерсона (9)–(12), многоцветная линия – стандартный астрофизический коэффициент (8) с выделенными режимами I–IV.

Чтобы детальнее разобраться с отличиями в точности решений, которые получаются методом первого и четвертого порядка, сравним сначала решения системы (25) с нулевой силой трения. Такая система из трех уравнений имеет два первых интеграла, которые выражают законы сохра-

нения момента импульса и энергии:

$$C_1 = rv_{\phi}, \tag{28}$$

$$C_2 = \frac{v_r^2}{2} + \frac{v_{\phi}^2}{2} - \frac{GM}{r}. \tag{29}$$

Таблица 1. Разность значений переменных системы (25), найденных двумя методами (явным методом Рунге-Кутты четвертого порядка и полуявным методом первого порядка), отнесенная к абсолютному значению величины, вычисленной методом Рунге-Кутты

Модель – Коэффициент трения	Weidenschilling (1977)	Henderson (1976)
Toymodel 1	$\Delta r/r = 1.3453 \times 10^{-5}$	$\Delta r/r = 7.837 \times 10^{-6}$
	$\Delta v_r/v_r = 1.3718 \times 10^{-3}$	$\Delta v_r/v_r = 8.3969 \times 10^{-4}$
	$\Delta v_\phi/v_\phi = 4.297 \times 10^{-6}$	$\Delta v_\phi/v_\phi = 3.358 \times 10^{-6}$
Toymodel 2	$\Delta r/r = 4.1573 \times 10^{-5}$	$\Delta r/r = 1.0109 \times 10^{-5}$
	$\Delta v_r/v_r = 9.4828 \times 10^{-4}$	$\Delta v_r/v_r = 4.1845 \times 10^{-4}$
	$\Delta v_\phi/v_\phi = 1.4979 \times 10^{-5}$	$\Delta v_\phi/v_\phi = 1.8898 \times 10^{-5}$

В начальный момент мы располагали частицу на радиусе $r_0 = 10$ а.е. и задавали ей радиальную скорость, близкую к 0, а угловую скорость – кеплерову. Мы рассчитывали траекторию частицы на протяжении $t = 40 \times 2\pi\Omega^{-1}(r_0)$ (40 оборотов вокруг центрального тела) явным методом Эйлера (в который вырождается полуявная схема первого порядка с нулевым трением) и явным методом Рунге-Кутты. В конечный момент времени мы вычисляли значения C_1 и C_2 и сравнивали их с начальными значениями этих же интегралов. Зависимость относительной погрешности C_1 и C_2 от величины временного шага τ представлена на левой панели рис. 12. Видно, что обе схемы дают заявленный порядок аппроксимации решения, при этом точность вычисления углового момента по схеме первого порядка почти в 100 раз хуже, чем точность вычисления энергии. Так, для вычисле-

ния C_1 с точностью до 1 процента схеме первого порядка необходимо более 1000 шагов на оборот вокруг центрального тела, тогда как методу Рунге-Кутты достаточно 10 шагов на оборот.

Исследуем, какое количество шагов на оборот потребуется схеме первого порядка для получения точности в 1 процент при добавлении в систему (26) трения. Для этого будем решать систему (26), в которой компоненты силы трения имеют вид $\left(\frac{(v_r - u_r)\Omega(r)}{St}, \frac{(v_\phi - u_\phi)\Omega(r)}{St} \right)$ с фиксированным значением St . Для $St = 10^{-6}, 10^{-5}, 10^{-4}$ будем проводить интегрирование на протяжении $t = 40 \times 2\pi\Omega^{-1}(r_0)$, а для $St = 10^{-2}, 10^{-1}, 1, 10, 100$ на протяжении более короткого периода $t = 2 \times 2\pi\Omega^{-1}(r_0)$. В качестве эталонного значения ре-

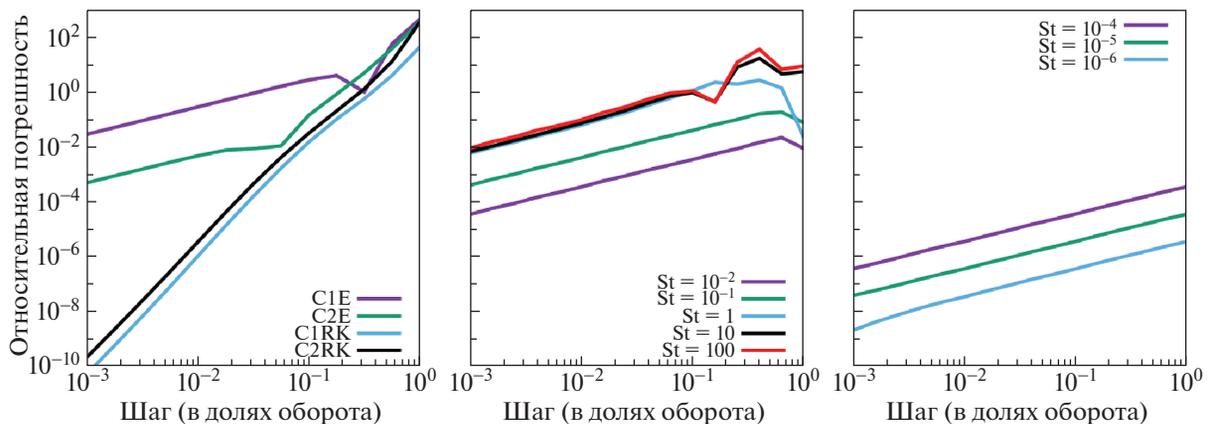


Рис. 12. Левая панель – относительная погрешность решения системы без трения после 40 орбитальных периодов (интегралов (28)–(29)), полученных методами первого и четвертого порядка от шага по времени, центральная и правая панели – погрешность v_r решения системы с трением полуявным методом первого порядка для разных чисел Стокса. Время интегрирования для центральной панели – 2 орбитальных периода, для правой панели – 40 орбитальных периодов.

шения использовалось решение этой же задачи, полученное методом четвертого порядка с временным разрешением 10^7 на оборот $t = 2\pi\Omega^{-1}(r_0)$. Относительные погрешности v_r , вычисленные по полунейвной схеме первого порядка, представлены на центральной и правой панели рис. 12. Видно, что для всех значений St полунейвная схема демонстрирует первый порядок аппроксимации, однако фактическая точность решения зависит от величины St . В расчетах, представленных на правой панели, $St \ll 1$, поэтому динамику частицы определяет трение о газ, а не равнодействующая между центробежной и центростремительной силой. В этих расчетах чем меньше значение St , тем выше точность численного решения. В расчетах со $St \geq 1$, представленных на центральной панели, динамика частицы определяется равнодействующей между центробежной и центростремительными силами, поэтому фактическая точность v_r не зависит от St и близка к точности, с которой при тех же временных шагах вычисляется C_1 в расчетах без трения.

В целом данные, представленные на рис. 12 и в табл. 1, показывают целесообразность применения схем первого порядка при моделировании динамики частиц в диске на орбитальном радиусе больше 1 а.е.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В околозвездных и протопланетных дисках размер пылевых частиц варьируется от субмикрона до нескольких сантиметров, планетезимали имеют размер сотни километров. Поэтому обмен импульсом твердых тел с газом в дисках происходит в разных режимах, которые определяются размером и скоростями твердых тел: Эпштейна, Стокса и Ньютона. В статье приведено сравнение коэффициентов трения, охватывающих одновременно эти режимы. Показано, что для чисел Маха, определяемых по скорости движения пылинки относительно газа, $Ma > 1/9$ стандартный астрофизический коэффициент (8) представляет собой разрывную функцию, но при $Ma < 1/9$ является непрерывным. Применение стандартного астрофизического коэффициента в моделировании околозвездных дисков при $Ma < 1/9$ оправданно скоростью вычисления. При $Ma > 1/9$ рекомендуется использовать коэффициент трения Хендерсона (9–12), который валидирован и непрерывен при $Ma < 6$, $Re < 3 \times 10^5$. При этом каждое вычисление коэффициента Хендерсона требует порядка 100 арифметических операций.

Кроме того, необходимость одинаковым образом рассчитывать динамику тел разного размера налагает высокие требования на численный ме-

тод решения такой задачи. Нами показано, что полунейвная схема первого порядка аппроксимации по времени, в которой межфазное взаимодействие линеаризуется и относительная скорость рассчитывается неявно, а время остановки и другие силы, такие как градиент давления и гравитация – явно, сохраняет асимптотику решения для задач с интенсивным межфазным взаимодействием. Это означает, что такая схема подходит для расчета динамики как малых тел, сильно связанных с газом, так и крупных, для которых сила трения нелинейно зависит от относительной скорости между газом и телами, включая влияние дисперсной фазы на динамику газа.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант 17-12-01168.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность В.Н. Снытникову и М.И. Осадчий за продуктивное обсуждение результатов.

Приложение А

ПОДХОДЫ К ОПИСАНИЮ ДИНАМИКИ ПЫЛИ В ОКОЛОЗВЕЗДНОМ ДИСКЕ

Применимость гидродинамического подхода к описанию среды обычно определяется двумя условиями:

- Длина свободного пробега частиц, составляющих среду, много меньше, чем характерный размер системы. В нашем случае характерным размером системы может выступать шкала высоты диска H .

Далее выделяется некий элемент среды, такой что его размер много меньше характерного размера среды, но много больше длины свободного пробега частиц среды. В нашем случае это размер вычислительной ячейки δR .

- Количество частиц в выбранном объеме среды δR достаточно велико.

Первое условие необходимо для того, чтобы потеря/приобретение частиц элементом среды в результате хаотических движений частиц не влияло существенно на усредненные характеристики данного элемента среды. его невыполнение можно скорректировать введением диффузионных слагаемых в уравнение движения. Второе условие необходимо для вычисления по функции распределения частиц в шестимерном пространстве (координаты и скорости) усредненных характеристик среды, таких как средняя плотность по ячейке, средняя скорость, средняя энергия.

Для газа в околозвездном диске выполнение этих условий не вызывает сомнений. Исследуем их выполнимость для пылевого компонента. Будем оценивать длину свободного пробега твердой частицы, предположив, что пылевой субдиск состоит из монодисперсных частиц, имеющих сферическую форму. В этом случае

$$\lambda_d = \frac{1}{\sqrt{2\pi a^2 n_d}} = \frac{4a\rho_s}{2\sqrt{2}\rho_d}, \quad (\text{A1})$$

так как в силу монодисперсности

$$n_d(a) = \frac{3\rho_d}{4\pi\rho_s a^3}. \quad (\text{A2})$$

Считаем, что объемная плотность пыли в экваториальной плоскости диска определяется соотношением

$$\rho_d = \frac{\Sigma_d}{H}, \quad (\text{A3})$$

где высота диска

$$H = \sqrt{\frac{2k_B T}{\mu_H} \frac{r^3}{GM}} \quad (\text{A4})$$

Пусть поверхностная плотность пыли и температура степенным образом зависят от радиуса $\Sigma_d(r) = \sigma_0(r/1 \text{ а.е.})^p$, $T = T_0(r/1 \text{ а.е.})^q$. Взяв характерные для околозвездного диска значения $\sigma_0 = 1 \text{ г см}^{-2}$, $T_0 = 100 \text{ К}$, $\mu_H = 2.3$, $M = 1M_\odot$, $p = -1$, $q = -0.5$, получим

$$\rho_d = 4.3 \times 10^{-13} (r/1 \text{ а.е.})^{-2.25} \text{ г см}^{-3}. \quad (\text{A5})$$

Из (A1) и (A5) следует, что пылинки менее 1 см во внешних частях диска имеют длину свободного пробега, много меньшую δR . Ясно, что в этом случае пылевой субдиск может моделироваться как сплошная среда. С другой стороны, во внутренней области диска из приведенных оценок может получиться, что λ_d близко к H . В этом случае вместо средней скорости по объему необходимо будет рассматривать скорость твердой фазы как вектор плюс дисперсия. Возможным развитием модели может стать использование уравнения Власова-Больцмана [8] или моментных уравнений Больцмана [46]. Решение уравнения Власова-Больцмана в лагранжевых координатах означает использование дискретных частиц для моделирования динамики твердой фазы [1, 33, 47]. Моментные уравнения решаются в рамках эйлера подхода с использованием сеточных методов [48].

Моментные уравнения учитывают возможный анизотропный характер дисперсии скоростей среды, но при этом для вычисления компонентов дисперсии скоростей необходимо вводить дополнительные уравнения. При решении уравнения Власова-Больцмана методом частиц дисперсия

скоростей тел изменяется самосогласованным образом [49], но трудность заключается в правильном расчете интеграла столкновений. В газовой динамике данный интеграл равен нулю при условии частых эластичных столкновений. Для пылинок это может быть не так.

Вывод о том, что в основной части диска пыль может быть представлена как сплошная среда, а в центральной области диска могут иметь место режимы, в которых твердые частицы имеют дисперсию скоростей, мы сделали на основе оценки длины свободного пробега частицы, пренебрегая их взаимодействием с газом. Однако то же самое заключение подтверждают оценки пространственного масштаба, на котором происходит обмен импульсом между газом и пылью:

$$\lambda_{\text{stop}} = \|u - v\| t_{\text{stop}}, \quad (\text{A6})$$

где $t_{\text{stop}} = St / \Omega_K$. Согласно [50] Eq. (8), азимутальная скорость движения частицы может быть оценена как

$$u = v_K \left(1 - \frac{1}{1 + St^2} \eta \right). \quad (\text{A7})$$

Здесь η характеризует степень отклонения скорости газа от кеплеровской и при типичных параметрах $\eta \sim 0.01$. Тогда получаем, что

$$\lambda_{\text{stop}} = rSt \left(1 - \frac{1}{1 + St^2} \eta \right) \sim rSt. \quad (\text{A8})$$

Ясно, что при $St < 0.01$ скорости пылинок внутри одной ячейки будут различаться мало, а при $St \sim 1$ — существенно. Результаты моделирования [7] указывают, что выросшая пыль находится во внутренней части диска.

Приложение В

МОДЕЛЬ СТАЦИОНАРНОГО ГАЗОВОГО ДИСКА

Для расчета радиальных распределений параметров осесимметричного газового диска с внутренней границей R_{min} и внешней границей R_{max} массы M_{disk} вокруг звезды массы M мы использовали модель из [4], в основе которой лежат следующие предположения:

- поверхностная плотность вещества этого диска имеет степенную зависимость от радиуса с показателем степени ξ , то есть:

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 \left(\frac{r}{R_0} \right)^{-\xi}, \quad (\text{B1})$$

- где $\Sigma_0 R_0^\xi$ определяется из соотношения

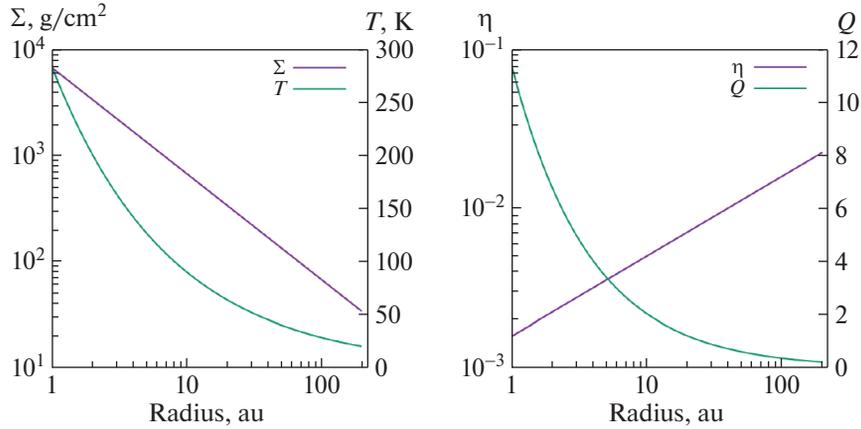


Рис. 13. Левая панель – распределение поверхностной плотности и температуры от радиуса в околозвездном диске для Toymodel 1, 2. Правая панель – распределение η и параметра Тоомре.

$$\int_0^{2\pi} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \Sigma(r) r dr d\varphi = M_{\text{disk}}, \quad (\text{B2})$$

• распределение плотности и температуры газа в диске таково, что значение параметра Тоомре изменяется в соответствии с

$$Q(r) = \frac{c_s(r)\Omega(r)}{\pi G \Sigma(r)} = 2 \left(\frac{R_{\max}}{r} \right)^{0.75}, \quad (\text{B3})$$

• газовый диск находится в равновесии, то есть

$$u_r = 0, \quad u_\varphi(r) = \sqrt{\frac{GM}{r} + \frac{r}{\rho_g(r)} \frac{dp(r)}{dr}}, \quad (\text{B4})$$

• высота H и радиус r диска связаны соотношением

$$\frac{c_s(r)}{V_K(r)} = \frac{H(r)}{r}, \quad (\text{B5})$$

• на каждом радиусе плотность газа по вертикали не меняется, поэтому

$$\rho_g(r) = \frac{\Sigma(r)}{H(r)}. \quad (\text{B6})$$

Положим, что $\xi = 1$ и из сделанных предположений найдем распределения $c_s(r)$, $\rho_g(r)$, $u_\varphi(r)$ в диске, необходимые для решения (26).

Из (B2) следует, что

$$\Sigma_0 = \frac{M_{\text{disk}}(2 - \xi)}{2\pi R_0^\xi (R_{\max}^{2-\xi} - R_{\min}^{2-\xi})}. \quad (\text{B7})$$

Из (B3) следует, что

$$c_s(r) = \frac{Q(r)\pi G \Sigma(r)}{\Omega(r)} = \frac{\pi r Q(r) G \Sigma(r)}{V_K(r)}, \quad (\text{B8})$$

откуда следует, что

$$\frac{c_s(r)}{V_K(r)} = \frac{\pi Q(r) G \Sigma(r) r}{V_K^2} = \frac{\pi Q(r) \Sigma(r) r^2}{M}. \quad (\text{B9})$$

Тогда из (B9) и (B5) находим

$$H(r) = \frac{\pi Q(r) \Sigma(r) r^3}{M}, \quad (\text{B10})$$

откуда получим

$$\rho_g(r) = \frac{\Sigma(r)}{H(r)} = \frac{M}{\pi Q(r) r^3}. \quad (\text{B11})$$

Заметим, что в силу (B3)

$$\rho_g(r) = \rho_{g0} \left(\frac{r}{R_0} \right)^{-2.25}. \quad (\text{B12})$$

Считаем, что u_φ связано с V_K следующим соотношением

$$u_\varphi^2 = V_K^2 + \left(\frac{d \ln \rho_g}{d \ln r} \right) c_s^2 = V_K^2 (1 - \eta), \quad (\text{B13})$$

где

$$\eta = \frac{c_s^2}{V_K^2} \left| \frac{d \ln \rho_g}{d \ln r} \right| = 2.25 \frac{c_s^2}{V_K^2} = \frac{2.25 \pi^2 Q^2(r) \Sigma^2(r) r^4}{M^2}, \quad (\text{B14})$$

тогда

$$\begin{aligned} u_\varphi &= V_K \sqrt{1 - \frac{2.25 \pi^2 Q^2(r) \Sigma^2(r) r^4}{M^2}} = \\ &= V_K \sqrt{1 - \frac{2.25 \Sigma^2(r)}{\rho_g^2(r) r^2}} \end{aligned} \quad (\text{B15})$$

Распределение поверхностной плотности и температуры для диска из Toymodel 1,2 приведено на рис. 13.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *X.-N. Bai and J. M. Stone*, *ApJSS* **190**, 297 (2010), 1005.4980.
2. *Z. Zhu, R. P. Nelson, R. Dong, C. Espaillat, and L. Hartmann*, *ApJ* **755**, 6 (2012), 1205.5042.
3. *S.-H. Cha and S. Nayakshin*, *MNRAS* **415**, 3319 (2011), 1010.1489.
4. *W. K. M. Rice, G. Lodato, J. E. Pringle, P. J. Armitage, and I. A. Bonnell*, *MNRAS* **355**, 543 (2004), astro-ph/0408390.
5. *L. Barrière-Fouchet, J.-F. Gonzalez, J. R. Murray, R. J. Humble, and S. T. Maddison*, *AAp* **443**, 185 (2005), astro-ph/0508452.
6. *N. Cuello, J.-F. Gonzalez, and F. C. Pignatale*, *MNRAS* **458**, 2140 (2016), 1601.03662.
7. *E. I. Vorobyov, V. Akimkin, O. Stoyanovskaya, Y. Pavlyuchenkov, and H. B. Liu*, *Astronomy and Astrophysics* **614**, eidA98 (2018), 1801.06898.
8. *V. N. Snytnikov and O. P. Stoyanovskaya*, *MNRAS* **428**, 2 (2013), 1210.0971.
9. *T. V. Demidova and V. P. Grinin*, *Astronomy Letters* **43**, 106 (2017).
10. *G. Bagheri and C. Bonadonna*, *Powder Technology* **301**, 526–544 (2016).
11. *P. S. Epstein*, *Physical Review* **23**, 710 (1924).
12. *S. J. Weidenschilling*, *MNRAS* **180**, 57 (1977).
13. *R. F. Probstein and F. Fassio*, *AIAA* **8**, 772 (1970).
14. *F. L. Whipple*, in *From Plasma to Planet*, edited by *A. Elvius* (1972), p. 211.
15. *G. Laibe and D. J. Price*, *MNRAS* **420**, 2365 (2012a), 1111.3089.
16. *C. B. Henderson*, *AIAA* **14**, 707 (1976).
17. *O. P. Stoyanovskaya, V. N. Snytnikov, and E. I. Vorobyov*, *Astron. Rep.* **94**, 1033 (2017a).
18. *G. Laibe and D. J. Price*, *MNRAS* **420**, 2345 (2012b), 1111.3090.
19. *T. J. Haworth, J. D. Ilee, D. H. Forgan, S. Facchini, D. J. Price, D. M. Boneberg, R. A. Booth, C. J. Clarke, J.-F. Gonzalez, M. A. Hutchison, et al.*, *PASA* **33**, 053 (2016), 1608.01315.
20. *G.-Q. Chen, C. D. Livermore, and T.-P. Liu*, *Communications in Pure and Applied Mathematics* **47**, 787 (1994).
21. *E. I. Vorobyov*, *ApJ* **723**, 1294 (2010), 1009.2073.
22. *O. P. Stoyanovskaya, N. V. Snytnikov, and V. N. Snytnikov*, *Astronomy and Computing* **21**, 1 (2017b), 1809.01310.
23. *R. Pember*, *SIAM Journal on Applied Mathematics* **53**, 1293–1330 (1993).
24. *S. Jin and C. D. Livermore*, *Journal of Computational Physics* **126**, 449 (1996).
25. *G. Laibe and D. J. Price*, *MNRAS* **444**, 1940 (2014a), 1407.3569.
26. *J. J. Monaghan and A. Kocharyan*, *Computer Physics Communications* **87**, 225 (1995).
27. *A. Johansen and H. Klahr*, *ApJ* **634**, 1353 (2005), astro-ph/0501641.
28. *V. V. Akimkin, M. S. Kirsanova, Y. N. Pavlyuchenkov, and D. S. Wiebe*, *MNRAS* **449**, 440 (2015), 1502.06865.
29. *V. V. Akimkin, M. S. Kirsanova, Y. N. Pavlyuchenkov, and D. S. Wiebe*, *MNRAS* **469**, 630 (2017), 1705.00269.
30. *G. Albi, G. Dimarco, and L. Pareschi*, arXiv e-prints arXiv:1904.03865 (2019), 1904.03865.
31. *P. Lorén-Aguilar and M. R. Bate*, *MNRAS* **443**, 927 (2014), 1406.3250.
32. *S. Ishiki, T. Okamoto, and A. K. Inoue*, *MNRAS* **474**, 1935–1943 (2018), 1708.07137.
33. *C.-C. Yang and A. Johansen*, *ApJS* **224**, 39 (2016), 1603.08523.
34. *P. Benítez-Llambay, L. Krapp, and M. E. Pessah*, *ApJSS* **241**, 25 (2019), 1811.07925.
35. *D. V. Sadin*, *Computational Mathematics and Mathematical Physics* **56**, 2068 (2016).
36. *D. Sadin and S. Odov*, *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics* pp. 719–724 (2017).
37. *G. Laibe and D. J. Price*, *MNRAS* **440**, 2136 (2014b), 1402.5248.
38. *M. Hutchison, D. J. Price, and G. Laibe*, *MNRAS* **476**, 2186 (2018), 1802.03213.
39. *P. Lorén-Aguilar and M. R. Bate*, *MNRAS* **454**, 4114 (2015), 1509.08374.
40. *O. P. Stoyanovskaya, T. A. Glushko, N. V. Snytnikov, and V. N. Snytnikov*, *Astronomy and Computing* **25**, 25 (2018a), 1811.06506.
41. *O. P. Stoyanovskaya, V. V. Akimkin, E. I. Vorobyov, T. A. Glushko, Y. N. Pavlyuchenkov, V. N. Snytnikov, and N. V. Snytnikov*, in *Journal of Physics Conference Series* (2018b), vol. 1103 of *series of Physics Conference Series*, p. 012008, 1811.06522.
42. *J. M. Stone and M. L. Norman*, *ApJSS* **80**, 753 (1992).
43. *P. Colella and P. R. Woodward*, *Journal of Computational Physics* **54**, 174 (1984).
44. *L. Landau and E. Lifshitz*, *Fluid Mechanics. Vol. 6 (2nd ed.)*. (Butterworth-Heinemann, 1987).
45. *Y. Nakagawa, M. Sekiya, and C. Hayashi*, *Icarus* **67**, 375 (1986).
46. *E. I. Vorobyov and C. Theis*, *MNRAS* **373**, 197 (2006), astro-ph/0609250.
47. *Z. Zhu and J. M. Stone*, *ApJ* **795**, 53 (2014), 1405.2790.
48. *E. I. Vorobyov and C. Theis*, *MNRAS* **383**, 817 (2008), 0709.2768.
49. *R. A. Booth and C. J. Clarke*, *MNRAS* **458**, 2676 (2016), 1603.00029.
50. *T. Birnstiel, M. Fang, and A. Johansen*, *Space Science Reviews* **205**, 41 (2016), 1604.02952.

УДК 524.7

РАННИЕ ОПТИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ НА ГЛОБАЛЬНОЙ СЕТИ ТЕЛЕСКОПОВ-РОБОТОВ МАСТЕР МГУ В СРАВНЕНИИ С ИХ ГАММА И РЕНТГЕНОВСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

© 2020 г. О. А. Ершова^{1,*}, В. М. Липунов^{2,3}, Е. С. Горбовской², Н. В. Тюрина²,
В. Г. Корнилов^{2,3}, Д. С. Зимнухов², А. Габович^{2,4}, О. А. Гресс^{2,1}, Н. М. Буднев¹,
В. В. Юрков⁴, В. В. Владимиров², А. С. Кузнецов², П. В. Балануца², Р. Реболо⁵,
М. Серра-Рикарт⁵, Д. Бакли⁶, Р. Подеста⁷, Х. Левато⁸, К. Лопез⁷, Ф. Подеста⁷,
К. Франсиле⁷, К. Маламачи⁸, С. А. Язев¹, Д. М. Власенко^{2,3}, А. Тлатов⁹,
В. Сенник¹, В. Гриншпун³, А. Часовников³, В. Тополев³, А. Поздняков³,
К. Жирков³, Д. Кувшинов^{2,3}, Ф. Балакин³

¹ Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

⁴ Благовещенский государственный педагогический университет, Благовещенск, Россия

⁵ Instituto de Astrofísica de Canarias, La Laguna, Spain

⁶ South African Astrophysical Observatory, Cape Town, South Africa

⁷ Observatorio Astronómico Félix Aguilar (OAFa), National University of San Juan, San Juan, Argentina

⁸ National University of San Juan, San Juan, Argentina

⁹ Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия

*e-mail: ershova@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 01.01.2019 г.

После доработки 01.01.2019 г.

Принята к публикации 01.01.2019 г.

В статье представлены результаты ранних наблюдений 130 областей локализации гамма-всплесков, проведенных на телескопах-роботах Глобальной сети МАСТЕР МГУ в период 2011–2017 гг. в полностью автоматическом режиме. Среди них выделены GRB 130907A, GRB 120811C, GRB 110801A, GRB 120404A, GRB 140129B, GRB 140311B, GRB 160227A. Из 130 гамма-всплесков в первые 60 с после срабатывания триггера на орбитальных обсерваториях Swift, Fermi, INTEGRAL, MAXI, Loposov, Konus-Wind, МАСТЕР навелся на 51, являясь лидером по первым наведениям. Полная автоматизация наблюдений и собственное программное обеспечение обработки изображений в режиме реального времени позволили нам получить уникальные данные о раннем оптическом излучении, сопровождавшем 44 гамма-всплеска (GRB 110801A, GRB 120106A, GRB 120404A, GRB 120811C, GRB 120907A, GRB 121011A, GRB 130122A, GRB 130907A, GRB 131030A, GRB 131125A, GRB 140103A, GRB 140108A, GRB 140129B, GRB 140206A, GRB 140304A, GRB 140311B, GRB 140512A, GRB 140629A, GRB 140801A, GRB 140907A, GRB 140930B, GRB 141028A, GRB 141225A, GRB 150210A, GRB 150211A, GRB 150301B, GRB 150323C, GRB 150404A/ Fermi trigger 449861706, GRB 150403A, GRB 150413A, GRB 150518A, GRB 150627A, GRB 151021A, GRB 151215A, GRB 160104A, GRB 160117B, GRB 160131A, GRB 160227A, GRB 160425A, GRB 160611A, GRB 160625B, GRB 160804A, GRB 160910A, GRB 161017A, GRB 161117A, GRB 161119A), для 13 из которых были построены кривые блеска и выполнено сравнение данных в оптическом (МАСТЕР), рентгеновском (Swift-XRT) и жестком рентгеновском (Swift-BAT) диапазонах.

DOI: 10.31857/S0004629920020012

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на пристальный интерес к самому мощному явлению во Вселенной — гамма-

всплескам (ГВ, GRB: gamma-ray bursts), — на протяжении нескольких десятилетий, их источники по-прежнему остаются одними из самых загадоч-

ных объектов. До сих пор достоверно не ясны механизмы работы центральной “машины” гамма-всплесков. Феноменологически гамма-всплески разделяются на короткие и длинные с условной границей по длительности ~ 2 с.

Короткие всплески являются результатом слияния компактных объектов, например, нейтронных звезд [1–3]. Первый расчет темпа слияния нейтронных звезд был получен в 1987 г. [4], что было подтверждено 17 августа 2017 г. при исследовании Килоновой [5–8], независимо обнаруженной в оптическом диапазоне Глобальной сетью телескопов-роботов МАСТЕР [9] в результате инспекционного обзора гравитационно-волнового алерта LIGO/Virgo GW170817 [5] и области локализации гамма-всплеска Fermi GRB170817A [10]. Короткие гамма-всплески также могут быть результатом слияния пар, состоящих из нейтронной звезды и черной дыры (ЧД + НЗ). Длинные ГВ связаны с коллапсом ядра быстровращающейся массивной звезды [11–14].

Для исследования механизмов, приводящих к появлению излучения во всем электромагнитном диапазоне, особую ценность имеют результаты наблюдения гамма-всплесков на ранней стадии развития процесса. Исследования в оптическом диапазоне наиболее эффективно проводить на полностью роботизированных телескопах, из процесса наблюдений на которых может быть полностью исключен наблюдатель, как это реализовано на роботизированных телескопах Глобальной сети МАСТЕР [9]. С конца XX–начала XXI века большой вклад в изучение раннего оптического излучения ГВ внесла сеть ROTSE III [15]. В последние годы лидером ранних наблюдений (т.е. начавшихся максимально близко к моменту триггера) гамма-всплесков стала российская Глобальная сеть МАСТЕР МГУ [16–22], телескопы-роботы которой в настоящее время установлены в восьми пунктах Северного и Южного полушарий. На каждом из пунктов сети МАСТЕР находится двойной широкопольный телескоп, укомплектованный разработанным в группе МАСТЕР фотометром [20] с набором широкополосных фильтров BVRI (Johnson/Bessel) и поляроидов, а также сверхширокопольные камеры [9, 19, 20]. Непрерывная круглосуточная работа всех телескопов Глобальной сети МАСТЕР, обработка наблюдений в режиме реального времени и доступ по интернету к результатам в любой момент времени дают возможность непрерывного сопровождения целеуказания [21]. Это позволяет нам проводить ранние наблюдения оптического излучения гамма-всплесков [16, 17, 19, 23], включая обнаружение поляризации их собственного оптического излучения [23]. Богатый опыт обнаружения оптических транзиентов (ОТ) [8, 9, 16–26] позволяет телескопам МАСТЕР автоматически выделять оптический источник гамма-всплесков,

зарегистрированных орбитальными детекторами с большой координатной неопределенностью, например, FERMI-GBM [19] или LIGO/Virgo [7, 8], когда размеры квадратов ошибок достигают нескольких десятков квадратных градусов [24]. МАСТЕР регулярно опережает по скорости наведения и получения первых изображений и рентгеновский детектор Swift-XRT, и оптический телескоп Swift-UVOT обсерватории Swift [25], а большие области локализации Fermi-GBM (не связанные напрямую с источниками гравитационных волн, детектируемыми LIGO/Virgo), исследует и обнаруживает оптический источник в подавляющем большинстве случаев только МАСТЕР [24].

Кроме исследования гамма-всплесков, МАСТЕР проводит поиск оптических источников гравитационно-волновых событий, регистрируемых LIGO/Virgo [5, 6], независимо обнаружив Килоновую GW170817 и внося наибольший вклад в исследование GW150914 [27, 28]; исследует области локализации быстрых радиовсплесков (FRB), области локализации нейтринных алертов, регистрируемых детекторами IceCube, ANTARES. Кроме алертных наблюдений, Глобальная сеть МАСТЕР проводит непрерывный обзор неба с целью открытия новых оптических транзиентов во Вселенной.

В настоящей работе приводится фотометрия гамма-всплесков в оптическом диапазоне, полученная на телескопах-роботах Глобальной сети МАСТЕР-МГУ (экспериментальные данные), а также численные параметры моделирования кривой блеска в оптическом диапазоне. Обсуждаются характеристики этих событий, при сравнении оптического, рентгеновского и гамма-диапазонов.

2. НАБЛЮДЕНИЯ РАННЕЙ СТАДИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ НА ТЕЛЕСКОПАХ-РОБОТАХ МАСТЕР

Глобальная сеть телескопов-роботов МАСТЕР МГУ является лидером ранних наведений и исследовании областей локализации гамма-всплесков благодаря своим ключевым особенностям:

- 1) идентичное приемное оборудование каждой обсерватории МАСТЕР,
- 2) распределение по долготам и широтам земного шара (8 обсерваторий к 2018 г.), обеспечивающее быстрое наведение (десятки градусов в секунду) по целеуказанию,
- 3) собственное программное обеспечение обработки широкопольных изображений в режиме реального времени (1–2 мин после считывания с матрицы) с выделением новых (или вспыхивающих) объектов;

4) каждая обсерватория МАСТЕР – это быстрый (позиционирование со скоростью 30° в секунду) двойной широкопольный (2×4 кв. град.) и сверхширокопольный (2×384 кв. град.) цветной (BVRI + PP) поляризационный роботизированный телескоп. Ориентация поляризационных фильтров [9, 20]: угол отсчитывается от направления на север против часовой стрелки: МАСТЕР-Амур – 45° на камере 210, 135° на камере 211; МАСТЕР-Тунка – 0° на камере 206, 90° на камере 208; МАСТЕР-Кисловодск – 0° , 45° на камере 200, 90° , 135° на камере 202, МАСТЕР-SAAO – 135° на камере 212, 45° на камере 213.

Рассмотрим детально результаты наблюдений в оптическом (МАСТЕР) и рентгеновском (Swift-BAT, XRT) диапазонах для следующих гамма-всплесков: GRB 130907A, GRB 120811C, GRB 110801A, GRB 120404A, GRB 140129B, GRB140311B, GRB 160227A, а также области локализации для нескольких десятков гамма-всплесков с обнаруженными в них оптическими транзиентами. Результаты ранних наблюдений для областей локализации всех 130 гамма-всплесков вместе будут приведены в разделе 4.

GRB 130907A

Детектор Swift-BAT (15–150 кэВ) орбитальной обсерватории Swift зарегистрировал гамма-всплеск GRB 130907A 07.09.2013 в 21:14:13 UT. Рентгеновский детектор Swift-XRT (0.3–10 кэВ, X-Ray Telescope [29]) начал наблюдения через 66 с после триггера в 21:42:19.3 UT, оптический телескоп Swift-UVOT начал первую экспозицию длительностью 150 с через 77 с после триггера. Первые детальные изображения вспышки были получены телескопом UVOT в окрестности точки с координатами, определенными Swift-XRT: $\alpha = 14^{\text{h}}23^{\text{m}}34.03^{\text{s}}$, $\delta = +45^{\text{d}}36^{\text{m}}27.1^{\text{s}}$ (здесь и далее эпоха J2000). Блеск объекта при наблюдениях в белом свете составил 15.55^{m} .

Телескоп-робот МАСТЕР-Кисловодск [30] в 21:42:00 UT навелся на координаты Swift-BAT за 18 с в автоматическом режиме и начал наблюдения (43 с от момента срабатывания триггера). Наблюдения были выполнены в двух перпендикулярных поляризациях, оптический транзиент присутствует на четырех первых изображениях с экспозициями, соответственно, 20, 30, 40, 50 с, что дало возможность программному обеспечению МАСТЕР автоматически обнаружить и подтвердить новый объект 15 звездной величины в максимуме (оптический источник гамма-всплеска), а также сформировать и отправить телеграмму GCN. Вследствие большого зенитного расстояния (86°), на котором наблюдалась область локализации гамма-всплеска, объект виден на одиночных кадрах на протяжении первых пяти

минут, а в дальнейшем – только на суммарных кадрах. Отношение сигнала к шуму во время съемки менялось в пределах от 3 до 6 (в зависимости от текущих метеоусловий). Наблюдения МАСТЕР в оптическом диапазоне выполнены до момента 360 с от начала события. В этот период Swift-BAT зарегистрировал 90% энерговыделения вспышки.

Телескоп NOT (Nordic Optical Telescope, GCN 15187) провел наблюдения транзиента с координатами RA, DEC(2000) = 14 23 34.08 +45 36 26.7, обнаруженного МАСТЕР и Swift-UVOT, измерив красное смещение $z = 1.238$, что соответствует расстоянию 0.05 Гпк (при постоянной Хаббла $66.93 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$).

Несмотря на значительное зенитное расстояние, на котором велись наблюдения, мы получили детализированную кривую блеска (см. рис. 1), которая позволяет корректно сравнивать результаты МАСТЕР и SWIFT. Провал, заметный на трех кривых – в рентгеновском, гамма- и оптическом диапазонах, – позволяет утверждать, что излучение всех трех видов возникло одновременно и имеет общую природу. Мы предположили, что оптическое и рентгеновское (а также ультрафиолетовое и инфракрасное) излучение в данном случае является частью послесвечения или переизлучения нагретого вещества, окружающего коллапсирующий объект.

При сравнении кривых блеска МАСТЕРа и Swift-BAT/XRT можно отметить главный максимум вспышки на 70 с, а также отметить синхронность падения в оптическом и рентгеновском диапазонах. Благодаря быстрому наведению телескопа удалось получить детальную кривую блеска за то время, пока излучалось 90% энергии гамма-всплеска (определяется параметром t_{90}). Это дает возможность исследования излучения на ранней стадии развития вспышки.

Послесвечение (afterglow) этого вспышки можно разделить на 2 фазы: 1 – фаза затухания от 47 до 197 с и 2 – плато до 311 с. Первая часть имеет степенной вид, вторая – линейный. Со 123 до 197 с яркость резко падает, кривая демонстрирует провал в гамма- и рентгеновском диапазоне и падение в оптике. В интервале от 123 до 197 с параметр затухания кривой блеска α составляет 2.91, с 249 до 311 с – 0.41. Рентгеновская кривая падает так же резко, как и оптическая, однако на последней фазе излучение в оптическом диапазоне затухает медленнее, чем в коротковолновых диапазонах.

На рис. 2 приведены спектры GRB130907A в интервале от 47 до 451 с после триггера по каждой из экспозиций, полученных Swift-XRT и Swift-BAT.

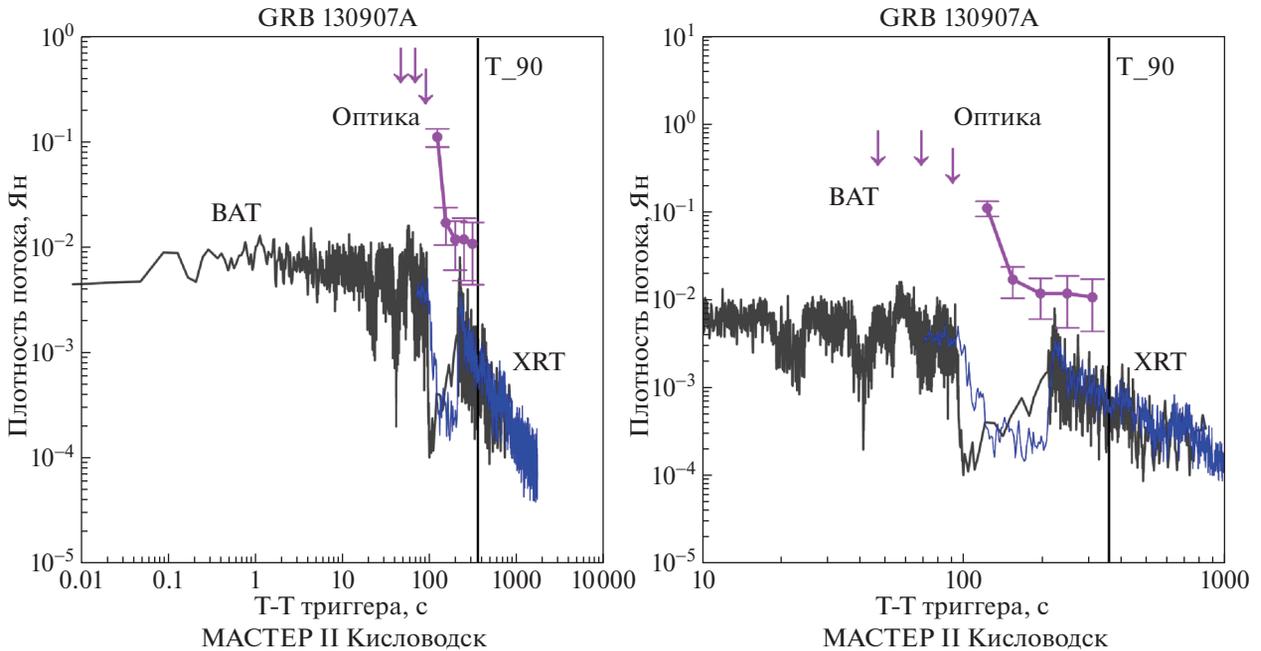


Рис. 1. Детальная кривая блеска GRB 130907A: а) в исходном масштабе, б) часть кривой, выделенная в диапазоне от 10 до 1000 с. Черная линия — Swift-BAT, синяя — Swift-XRT (рентгеновский диапазон), фиолетовая — кривая блеска в оптическом диапазоне, полученная на телескопе-роботе МАСТЕР-Кисловодск. Вертикальная линия — параметр t_{90} .

GRB 120811C

Гамма-обсерватория SWIFT зарегистрировала яркий (7000 отсчетов/с, диапазон 15–350 кэВ) длинный (35 с) гамма-всплеск GRB120811C 11.08.2012 в 15:34:52 UT (Swift-BAT триггер 530689 [31]) с координатами $RA(J2000) = 13^h18^m50^s$, $Dec(J2000) = +62^\circ17'29''$ и ошибкой $3'$. Через 68.7 с (15:36:00.8 UT) рентгеновский детектор Swift-XRT навелся и уточнил координаты: $RA(J2000) = +13^h18^m43.99^s$, $Dec(J2000) = +62^\circ18'09.7''$ с квадратом ошибок (error-box) $5''$.

Оптический телескоп UVOT орбитальной обсерватории Swift навелся и начал наблюдения через 75 с после триггера с экспозицией 150 с и обнаружил оптический источник по координатам $RA(J2000) = 13:18:43.81 = 199.68253$, $DEC(J2000) = +62:18:02.7 = 62.30076$ с ошибкой определения координат $0.75''$. МАСТЕР-Амур навелся за 29 с и начал наблюдения в 14:45:57 UT (665 с после триггера GCN13623). МАСТЕР-Тунка навелся за 40 с и начал наблюдения в 15:46:08 UT (676 с после триггера [32]).

Изображения оптического источника MASTER OT J131844.01 + 621802.7 были получены в четырех взаимно перпендикулярных поляризационных фильтрах (GCN 13635, GCN 13623 [33]). Для более точного фотометрирования была выбрана опорная звезда SDSSJ131828.08 + 621651.3, кривые блеска приведены на рис. 3, спектры в интервале 1015–5832 с — на рис. 4.

В первой точке оптической кривой блеска значения потока в оптическом и гамма-диапазонах совпадают, в целом же кривая без учета последней точки идет на спад, как и рентгеновская ($F_{opt} = 2.29 \times 10^{-6}$ Ян, $F_{xrt} = 2.29 \times 10^{-6}$ Ян). Степенной индекс затухания в интервале от 1016 до 2625 с составляет 0.87, совпадая с рентгеновским на последней фазе. Красное смещение $z = 2.67$ было независимо получено на телескопах NOT (6.4 ч после триггера) и GTC (6.5 ч после триггера, $z = 2.671$, OSIRIS [45]).

GRB 110801A

Телескоп Swift обнаружил гамма-всплеск GRB 110801A 11 августа 2001 г. в 19:49:42 UT. Гамма-детектор Swift-BAT определил координаты объекта: $\alpha = 05^h57^m08^s$, $\delta = +80^\circ59'19''$. Через 98.9 с навелся детектор Swift-XRT и определил рентгеновский источник $RA, Dec(2000) = 05^h57^m43.36^s$, $+80^\circ57'17.2''$ с ошибкой $4.9''$, а Swift-UVOT — оптический транзиент 18-й звездной величины с координатами $RA, Dec(2000) = 05:57:44.73 + 80:57:21.6$ (GCN 12228).

Телескоп МАСТЕР-Тунка навелся на GRB 110801A за 101 с. Высота Солнца в момент алерта была -12.5° , в связи с чем на первых кадрах предел на нем составил 14 звездную величину, новый источник не был обнаружен, и телескоп закрылся из-за рассвета.

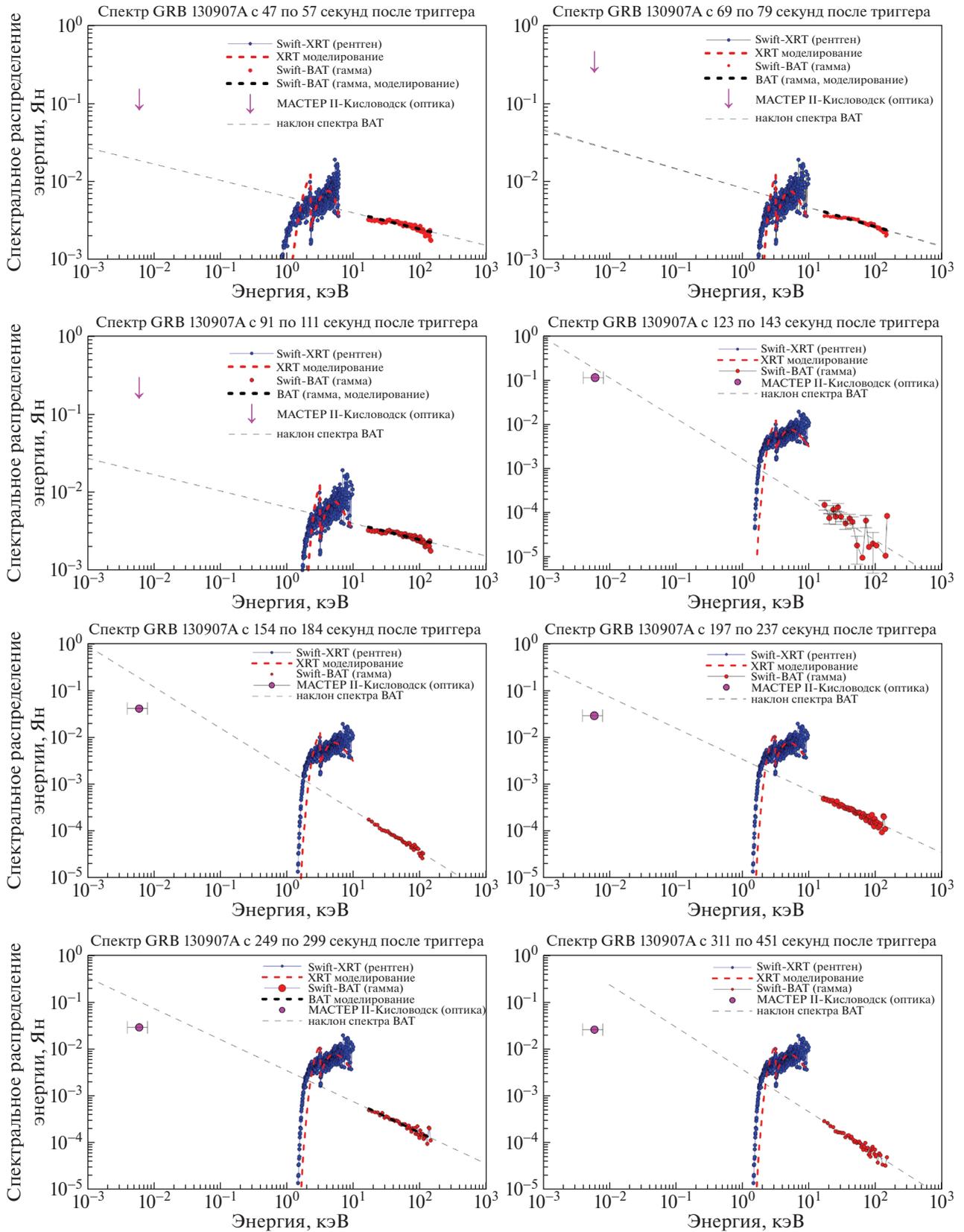


Рис. 2. Спектры GRB 130907A в интервале от 47 до 451 с после триггера. Синим обозначены данные Swift-XRT, красными штрихами – моделирование рентгеновской кривой. Красные точки – Swift-BAT, черные жирные штрихи – моделирование поведения излучения в гамма-диапазоне. Фиолетовая точка – данные станции МАСТЕРА в Кисловодске. Штриховая линия – аппроксимация данных Swift-BAT.

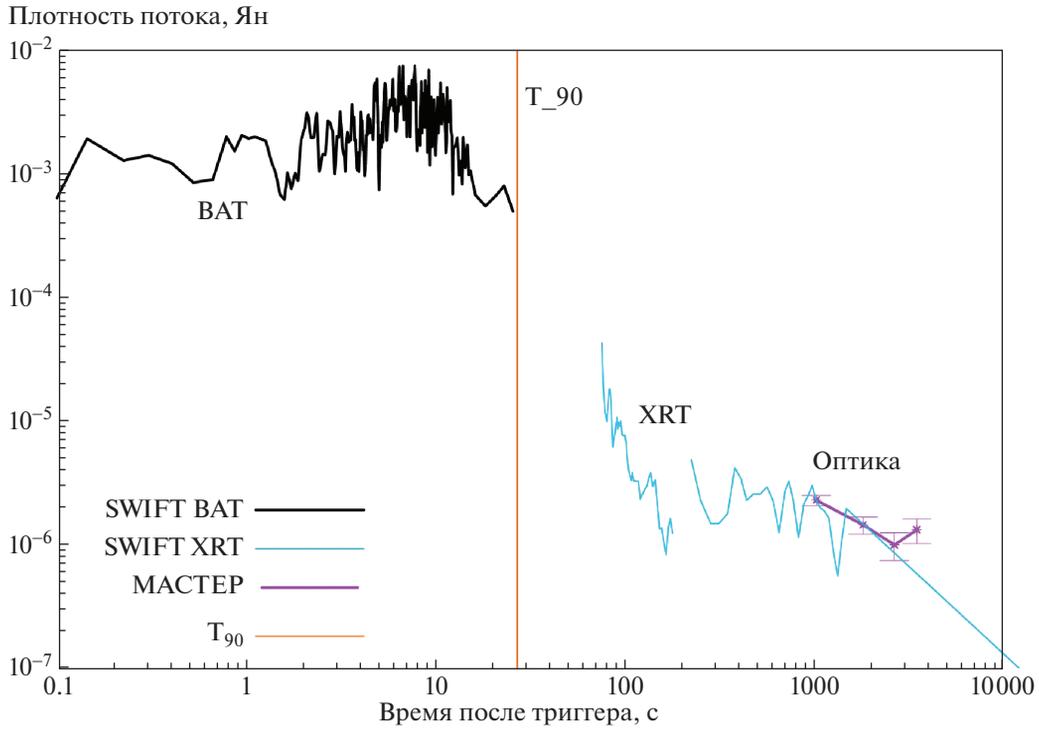


Рис. 3. Результаты наблюдений GRB 120811C. Черная линия – Swift-BAT, синяя – рентгеновский диапазон Swift-XRT, фиолетовая – кривая блеска в оптическом диапазоне, полученная на телескопе-роботе МАСТЕР-Амур в Благовещенске, вертикальная линия – параметр T_{90} .

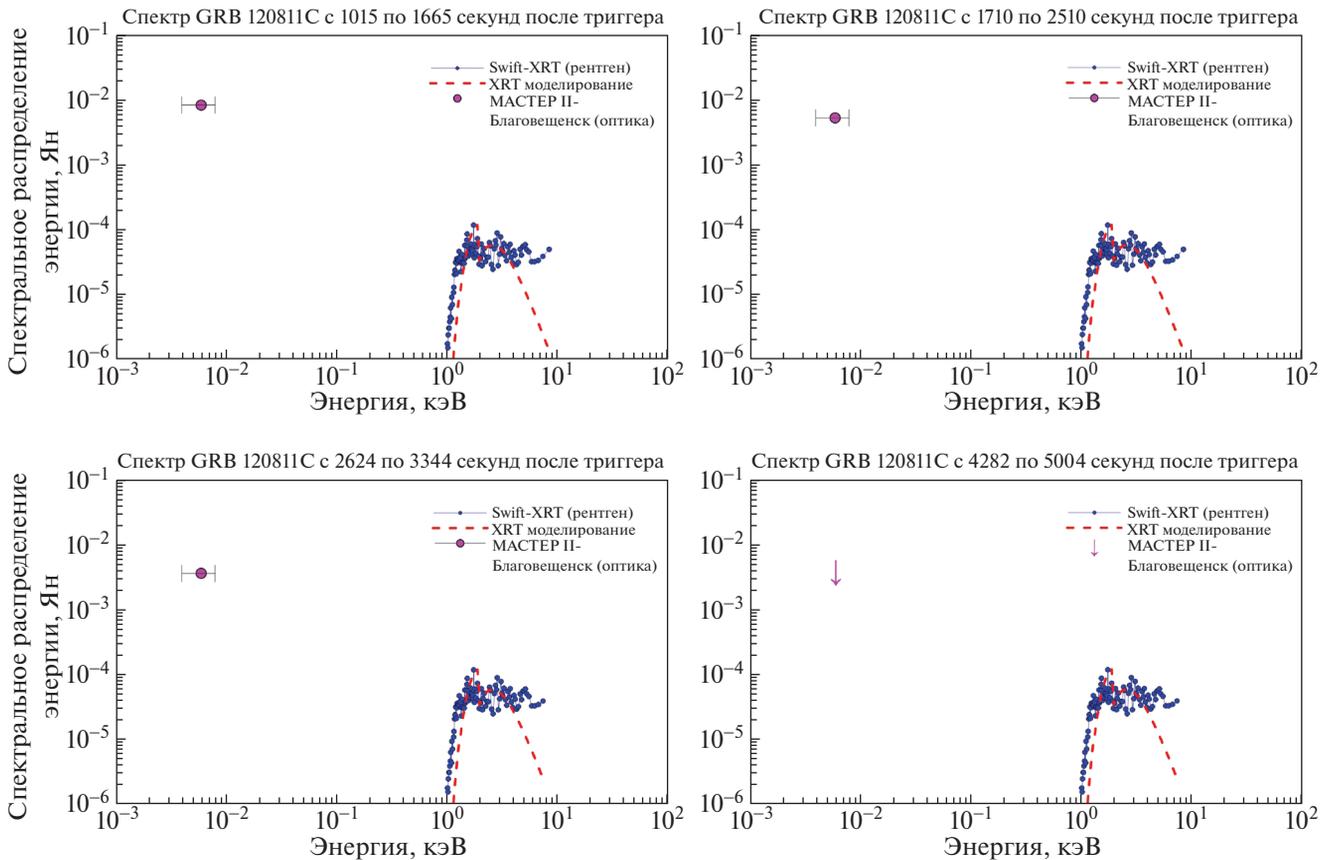


Рис. 4. Спектры GRB 120811C в интервале от 1015–5832 с после триггера.

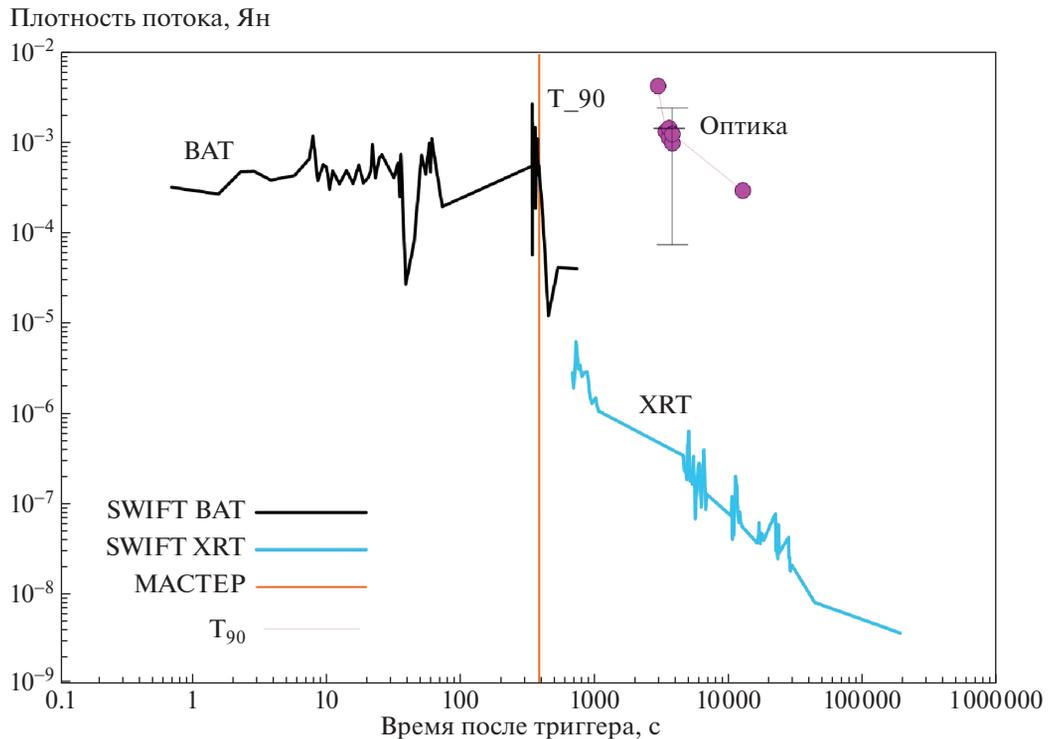


Рис. 5. Результаты наблюдений GRB 110801A. Черная линия – Swift-BAT, синяя – рентгеновский диапазон Swift-XRT, фиолетовая – кривая блеска в оптическом диапазоне, полученная на телескопе-роботе МАСТЕР-Кисловодск, вертикальная линия – параметр T_{90} .

МАСТЕР-Кисловодск закрыл крышу за 20 мин до алерта из-за сильной облачности. Наблюдения алерта начались через 47 мин 40 с после триггера в 20:37:22 UT. Полученная кривая блеска хорошо описывается степенным законом $F \sim t^{-\alpha}$, $\alpha = 1.0 \pm 0.1$ в фильтре R [33]. Видна корреляция между рентгеновским и оптическим потоками. Параметр падения кривой блеска в оптике и рентгене в интервале от 2950 до 12722 с совпадает и составляет 1.05.

Гамма-всплеск линейно затухает в оптике и рентгене, однако наблюдаются быстропеременные флуктуации (мерцание) во всех трех типах излучения, а также провалы и выраженные пики у гамма-кривой (рис. 5).

GRB 120404A

Гамма-всплеск GRB 120404A был зарегистрирован орбитальной обсерваторией Swift [34] в 12:51:02 UT. Его координаты, определенные детектором Swift-BAT, $\alpha = 15^{\text{h}}40^{\text{m}}03^{\text{s}}$, $\delta = -12^{\circ}52'54''$ (с ошибкой 3') были разосланы через систему электронных циркуляров GCN NASA (GCN13208). Swift-XRT навелся через 130 с после триггера и обнаружил рентгеновский источник по координатам $RA(J2000) = 15^{\text{h}}40^{\text{m}}02.12^{\text{s}}$, $Dec(J2000) = +12^{\circ}53'04.1''$ с ошибкой 0.4'' (радиус 90%). Телескоп UVOT на-

чал наблюдения через 138 с после триггера и обнаружил оптический транзистент по координатам $RA(J2000) = 15:40:02.29$, $DEC(J2000) = +12:53:06.3$ (с ошибкой 0.65'') со звездной величиной $19.37^{\text{m}} \pm \pm 0.16$ (по уровню 1 сигма).

Телескоп МАСТЕР-Амур, расположенный в Благовещенске, навелся на гамма-всплеск GRB 120404A за 24 с (71 с после триггера) в 12:52:13.917 UT [43]. Наблюдения проводились при полной Луне (фаза 0.92), расстояние до Луны 72° , ее высота над горизонтом 20° . В момент алерта ($T_0 = \text{trigger_time}$) высота гамма-всплеска над горизонтом была 15° . МАСТЕР-Амур обнаружил оптический переменный объект 16.8^{m} на третьей экспозиции (GCN13230).

Анализируя кривую блеска (см. рис. 6) в интервале от 263 до 3311 с, получаем ее наклон 0.32; в диапазоне от 3516 до 9001 с наклон равен 0.42. Кривую блеска можно разделить на 3 фазы: поярчание, спад и плато. Первая и вторая фаза описываются суммой линейного и степенного законов, третья – линейная. Аналогично с гамма-диапазоном, можно предположить, что первая фаза состоит не из линейного и степенного, а двух степенных участков. Рентгеновская кривая неравномерно затухает, из особенностей можно отметить участок плато с 263 до 3311 с. Спектры GRB

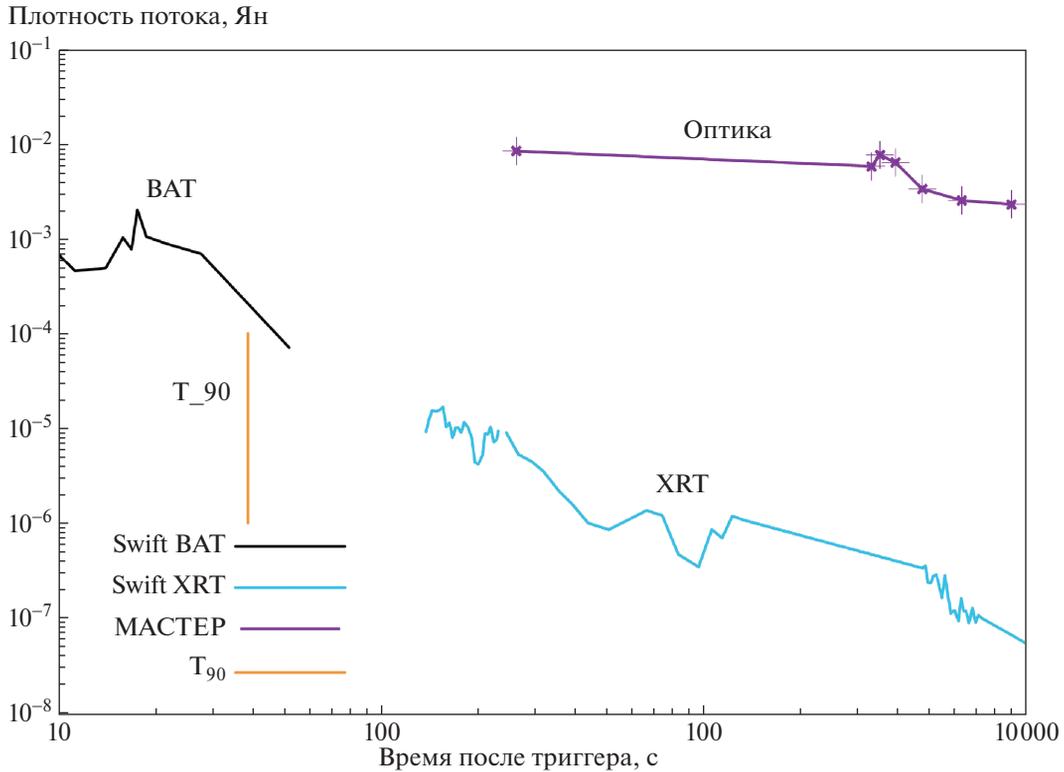


Рис. 6. Результаты наблюдений GRB 120404A. Черная линия – Swift-BAT, синяя – рентгеновский диапазон Swift-XRT, фиолетовая – кривая блеска в оптическом диапазоне, полученная на телескопе-роботе МАСТЕР-Амур, линия – время T_{90} .

120404A в интервале от 262 до 8110 с после триггера SWIFT представлены на рис. 7.

спадает с тем же значением. Доверительный интервал для оси Y составляет 0.75^m .

GRB 140129B

Обсерватория SWIFT зарегистрировала (Swift-BAT) гамма-всплеск GRB 140129B в 12:51:09 UT (GCN 15765). Детектор XRT начал наблюдения в 12:52:16.5 UT, через 67.1 с после триггера, обнаружив рентгеновский источник в квадрате ошибок BAT. Телескоп UVOT начал наблюдения через 356 с после триггера в белом свете с экспозицией 150 с, обнаружив оптический источник по координатам $\alpha = 21^h47^m01.67^s$, $\delta = +26^\circ12'22.9''$ со звездной величиной $16.9^m \pm 0.1^m$ (1σ) [29].

Телескоп МАСТЕР, расположенный в Тунке, навелся на гамма-всплеск GRB 140129B через 105 с после времени триггера 29.01.2014 в 12:52:54 UT [79]. Яркость объекта составила около 14^m в соответствии с координатами SWIFT-UVOT и Swift-XRT.

Оптическая кривая блеска (см. рис. 8) затухает линейно с небольшим пиком на 366 с (15.9^m), индекс затухания в интервале от 108 с до 1330 с равен 1.467. Начиная с 1000 с, рентгеновская кривая

GRB 140311B

Детектор Swift-BAT зарегистрировал гамма-всплеск GRB 140311B 14.03.11 в 21:14:29 UT, определив координаты объекта $\alpha = 16^h49^m10^s$, $\delta = 52^\circ44'50''$ с ошибкой $3'$. Swift-XRT и SWIFT-UVOT начали наблюдения через 55 мин после триггера (GCN 15945).

Телескоп МАСТЕР II в Тунке начал наблюдения GRB 140311A через 107 с после триггера 11.03.14 в 21:16:16 в двух поляризациях. На первых кадрах с 20-ти секундной экспозицией нет оптического транзиента [32].

Телескоп МАСТЕР в Благовещенске [85] продолжил наблюдения гамма-всплеска GRB 140311B в автоматическом режиме через 85 с после триггера. Всплеск был снят 11.03.14 в 21:15:54 в двух поляризациях. Верхний предел кадра составил всего 14.0^m , так как при съемке объекта уже было утро (высота Солнца = -6.47°).

Кривая блеска (см. рис. 9) имеет структуру из нескольких пиков, однако более вытянутую, чем гамма и рентгеновская кривые. Для рентгенов-

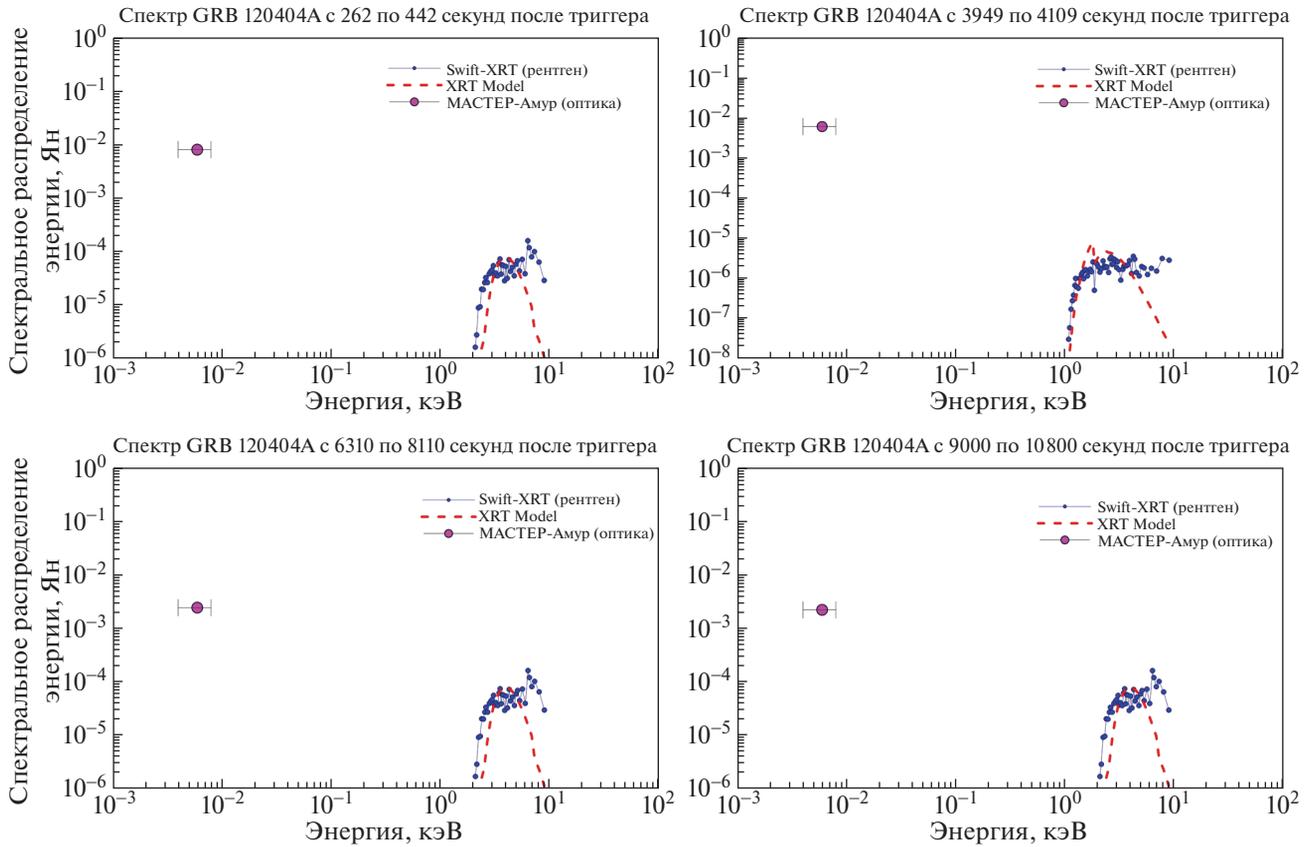


Рис. 7. Спектры GRB 120404Ав интервале от 262 до 8110 с после триггера SWIFT.

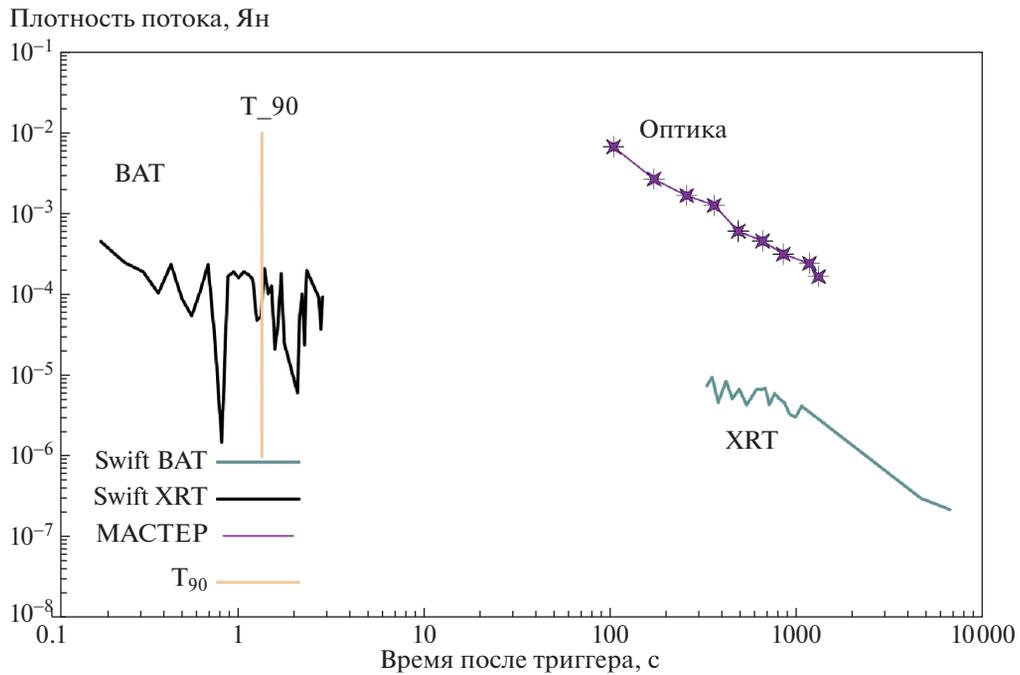


Рис. 8. Результаты наблюдений GRB 140129В. Квадраты – Swift-XRT, круги – Swift-BAT, треугольники – точки телескопа МАСТЕР II в Тунке, линия – параметр T_{90} .

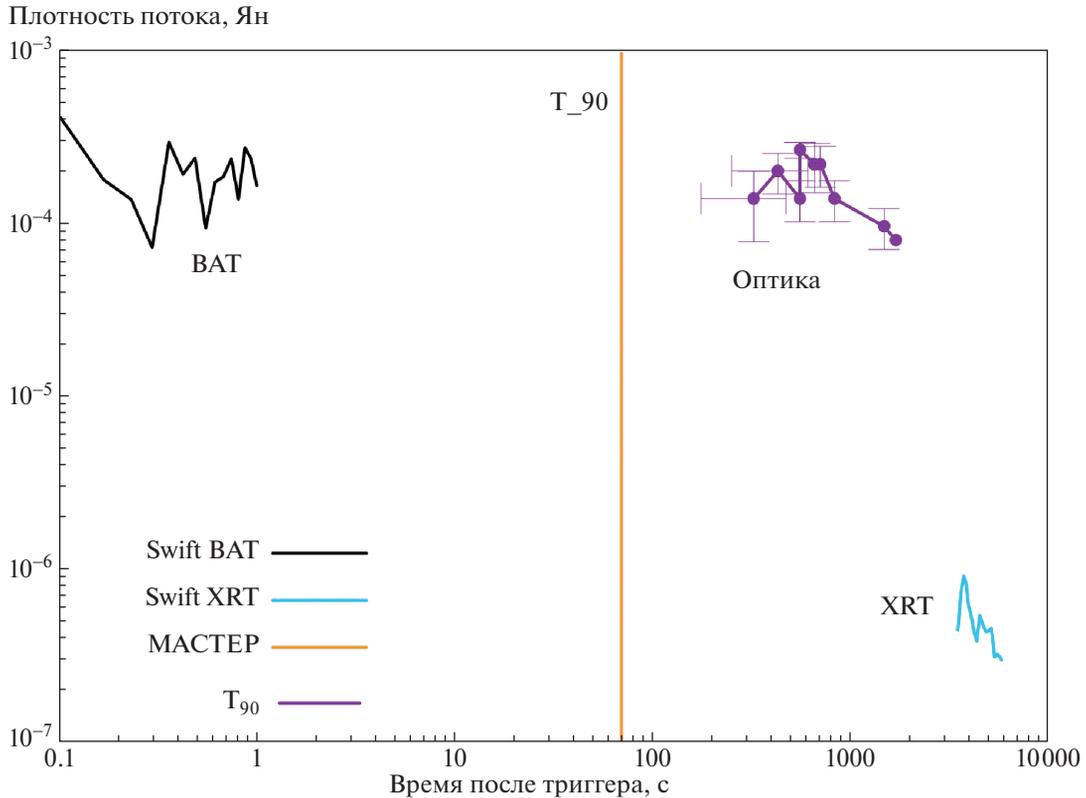


Рис. 9. Результаты наблюдений GRB140311B. Квадраты – Swift-XRT, круги – Swift-BAT, треугольники – точки телескопа МАСТЕР II в Тунке, линия – параметр T_{90} .

ской кривой можно выделить пики, соответствующие оптике на 432, 550 и 650 с.

GRB 160227A

В 19:32:08 UT 27.02.16 гамма-рентгеновая обсерватория SWIFT обнаружила GRB 160227A (GCN19098). Swift-XRT начал наблюдения через 151.8 с после триггера. Уточненные координаты Swift-XRT для этого всплеска $\alpha = 12^{\text{h}}59^{\text{m}}11.38^{\text{s}}$, $\delta = 78^{\circ}40'36.5''$, квадрат ошибок $5''$. Телескоп Swift-UVOT продолжил наблюдения в оптическом диапазоне через 150 с после триггера, обнаружив послесвечение яркостью $19.32 \pm 0.15^{\text{m}}$.

GRB 160227A наблюдался практически всей сетью МАСТЕР, что позволило построить кривую блеска на основании данных нескольких телескопов.

Телескоп МАСТЕР-Урал [157] автоматически навелся и начал наблюдения GRB 160227A через 115 с после триггера SWIFT 19:34:93 UT. На первом кадре с экспозицией 20 с в квадрате ошибок SWIFT-BAT был найден оптический источник с координатами $\alpha = 12^{\text{h}}59^{\text{m}}14.13^{\text{s}}$, $\delta = +78^{\circ}40'44.2''$ и яркостью 17.3^{m} . В течение часа было получено несколько одиночных и суммар-

ных кадров, на которых видно уменьшение яркости гамма-всплеска от 17.0^{m} до 19.1^{m} ($m_{\text{lim}} = 19.5^{\text{mag}}$) (GCN 19099, GCN 19116). Наблюдения проведены в двух поляризациях.

Телескоп NOT начал наблюдения GRB 160227A 27.02.16 в 20:19:12 UT. Исследование спектра оптического послесвечения гамма-всплеска позволило оценить красное смещение 2.38 (GCN19109).

При рассмотрении кривой блеска (см. рис. 10) отчетливо заметны несколько максимумов на кривой блеска во всех трех исследуемых диапазонах. Локальные минимумы на оптической кривой блеска наблюдаются на 174 с, 383 с и 607 с, локальные максимумы – на <125 с, 231 с, 485 с и 935 с. Важно, что положения минимумов и максимумов, а также закон затухания (наклон) совпадают во всех трех диапазонах излучения от начала оптической регистрации (125 с) до ~ 700 с после триггера. При этом мы имеем 3 коррелированные вспышки и 2 участка синхронного затухания (см. табл. 1). Спектры в интервале от 125 до 711 с после триггера представлены на рис. 11.

Кривые блеска гамма-всплесков, полученные на телескопах-роботах МАСТЕР, представлены на рис. 12.

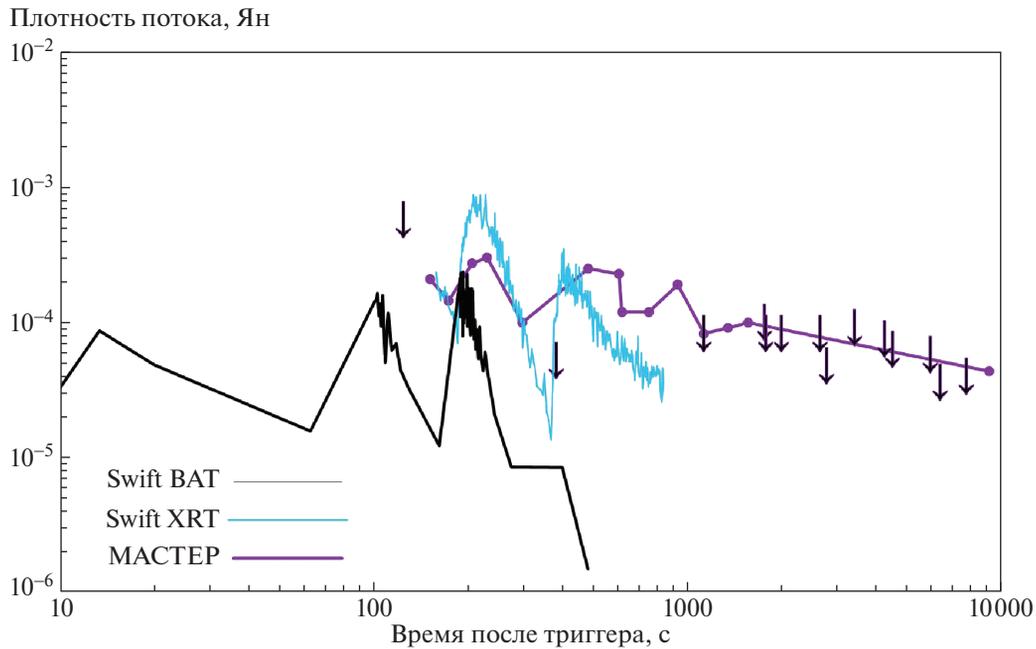


Рис. 10. Результаты наблюдений GRB160227A. Черная линия – Swift-BAT, синяя – Swift-XRT, фиолетовая – кривая блеска в оптическом диапазоне, полученная на телескопах сети МАСТЕР. Отчетливо прослеживается корреляция между всеми типами излучения.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЛАСТЕЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ 130 ГАММА-ВСПЛЕСКОВ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ ДЕТЕКТОРАМИ SWIFT, FERMI, INTEGRAL, MAXI, KONUS-WIND, LOMONOSOV, CALET

Из 130 гамма-всплесков, результаты оптического исследования которых на телескопах-роботах МАСТЕР мы представляем (см. ниже табл. 20), 85 событий были зарегистрированы на орбитальной обсерватории Swift (и первыми опубликованы), 33 зарегистрированы на орбитальной обсерватории Fermi, 5 зарегистрированы на орбитальной обсерватории INTEGRAL, координаты для трех получены по IPN триангуляции (включая Конус-Винд, MESSENGER, Suzaku, Mars Odyssey), 4 зарегистрированы на MAXI (рис. 13).

При проведении алертных наблюдений 130 гамма-всплесков на телескопах-роботах МАСТЕР автоматически (собственным программным обеспечением для наблюдений и обработки широкопольных и сверхширокопольных изображений) для 44 из них был обнаружен оптический быстропеременный источник (см. распределение по яркости на рис. 14).

В областях локализации некоторых из остальных 86 событий были обнаружены катаклизмические переменные (GRB141208.63/Fermi trigger 439744201, GRB 160925A, GRB 140824B в поле Fermi trigger 430583595, Fermi trigger 458235025), оптические источники неизвестной природы (в

поле Fermi GRB 131125A), красные звезды (в поле MAXI GRB 131225A), вспышка квазара (в поле Fermi GRB 141124A), сверхновая II типа (GRB 150210A).

Скорость реакции наведения ($T - T_{\text{trigger}}$) телескопов МАСТЕР на алерты 130 гамма-всплесков, рассматриваемых в настоящей работе (см. ниже табл. 20), представлена в виде гистограмм на рис. 15. Величина $(T - T_{\text{trigger}}) > 900$ означает, что алерт пришел в дневное время суток для ближайших обсерваторий или при неподходящих метеоусловиях. Такие наблюдения называются инспекционными. Наблюдения до 15 минут – алертные ($T - T_{\text{trigger}}$) от 3 до 15 мин означает, что время прихода алерта попадает на закат на текущей обсерватории. Наведение за 120–180 с означает, что время прихода алерта попало на паузу в метеосводке (при улучшении погодных условий телескоп открывается не сразу, выдерживая несколько минут для достоверности наступления положительных условий наблюдений). Анализ 130 гамма-всплесков показал, что среди оптических телескопов быстрее МАСТЕРа и Swift-UVOT другие инструменты, исследующие GRB, не наводились. Из графика видно, что МАСТЕР – лидер по первым наведениям для гамма-всплесков.

GRB 120106A

Для всплеска GRB 120106A на первом же кадре с экспозицией 10 с (46 + 10 с от триггера) (GCN

Таблица 1. Суммарная таблица степенных индексов для 13 гамма-всплесков. t_1 , t_2 – временные границы интервала в секундах, в пределах которого измеряется наклон кривой блеска α

Гамма-всплеск	t_1 , с	t_2 , с	α
GRB130831A	139	202	-2.01
	139	416	-0.59
	202	416	0.14
	416	727	-5.35
	727	2143	3.69
	2635	5733	1.34
	5367	13001	5.8
GRB 160131A	266.08	1976.16	0.48
	3297.5	17616.48	1.94
	24554	43177	2.29
	47778	54884	3.17
GRB 140129B	108	1329.84	1.46
GRB 140103A	458	828	-0.47
	1562	6080	-0.38
GRB 141225A	123.12	3160.8	1.25
GRB 120404A	262.8	3310.92	0.38
	3515.84	9000.72	0.42
GRB 140512A	186	1552	0.45
GRB 151027B	1235	3499	0.53
GRB 120811C	1016	2625	0.87
GRB 130907A	123	197	2.91
	249	311	0.41
GRB 110801A	2950	12722	1.05
GRB 140304A	82	3526	0.77
GRB151021A	54	3239	4.67

12818, GCN 12811) МАСТЕР обнаружил оптический источник MASTER OT J042425.81 + 640218.1 на уровне 5σ . На последующих двух кадрах предел падал, с четвертого объект не обнаружен.

GRB 120811C

МАСТЕР провел наблюдения оптического источника MASTER OT J131844.01 + 621802.7 в четырех поляризационных фильтрах на телескопах

МАСТЕР-Амур и МАСТЕР-Тунка (GCN 13635, GCN 13623).

GRB 121011A

Оптический источник MASTER OT J172051.21 + 410636.9 был обнаружен на четвертой экспозиции, начавшейся в 2012-10-11 11:19:20, см. ниже табл. 19 и GCN 13848, GCN 13854.

GRB 130306A

Гамма-всплеск был опубликован Swift-BAT (GCN14266), зарегистрировавшим его в 23:51:01UT, но первым обнаружил его телескоп Fermi, на 216 с раньше, чем Swift, поэтому телескоп-робот МАСТЕР-Кисловодск навелся через 59 с после Fermi Trigger 384306448, что соответствует времени за 157 с до алерта Swift. Это позволило провести наблюдения GRB 130306A синхронно с детекторами Swift (GCN 14269, GCN 14279).

GRB 131125A

В области локализации GRB 131125A, определенной по IPN триангуляции: Fermi, Konus-Wind, Integral (размером $\pm 5.5^\circ$) на сверхширокопольных камерах МАСТЕР обнаружены 3 объекта с ошибкой определения координат $7''$ и $S/N > 5$: RA,Dec(2000) = 114.775649° + 46.120371° (в $2.476''$ от галактики SDSS) $m = 13.6^m$, RA,Dec(2000) = 114.597740° + 48.927898° (нет известных объектов в радиусе $10''$) $m = 13.7^m$, RA,Dec(2000) = 114.835195° + 47.047021° (нет известных объектов в радиусе $10''$) $m = 13.0^m$. В связи с отсутствием спектров тип объектов не определен точнее транзиента.

GRB 131225A

Внутри квадрата ошибок MAXI (0.28°) обнаружены 2 объекта ID #1191735: 06 19 43.71 + 04 47 37.6 (20.13^m); ID #1191736: 06 17 51.08 + 04 57 19.8 (20.26^m), которые мы идентифицировали как красные звезды (GCN 15614).

GRB 140219A

Для этого всплеска координаты области локализации которого получены по IPN-триангуляции с аппаратов: Fermi, Konus, Integral, Suzaku, Mars Odyssey, MESSENGER (GCN 15864, 15870), МАСТЕР, проводя собственный обзор, получил изображения до триггера, в момент триггера и после него.

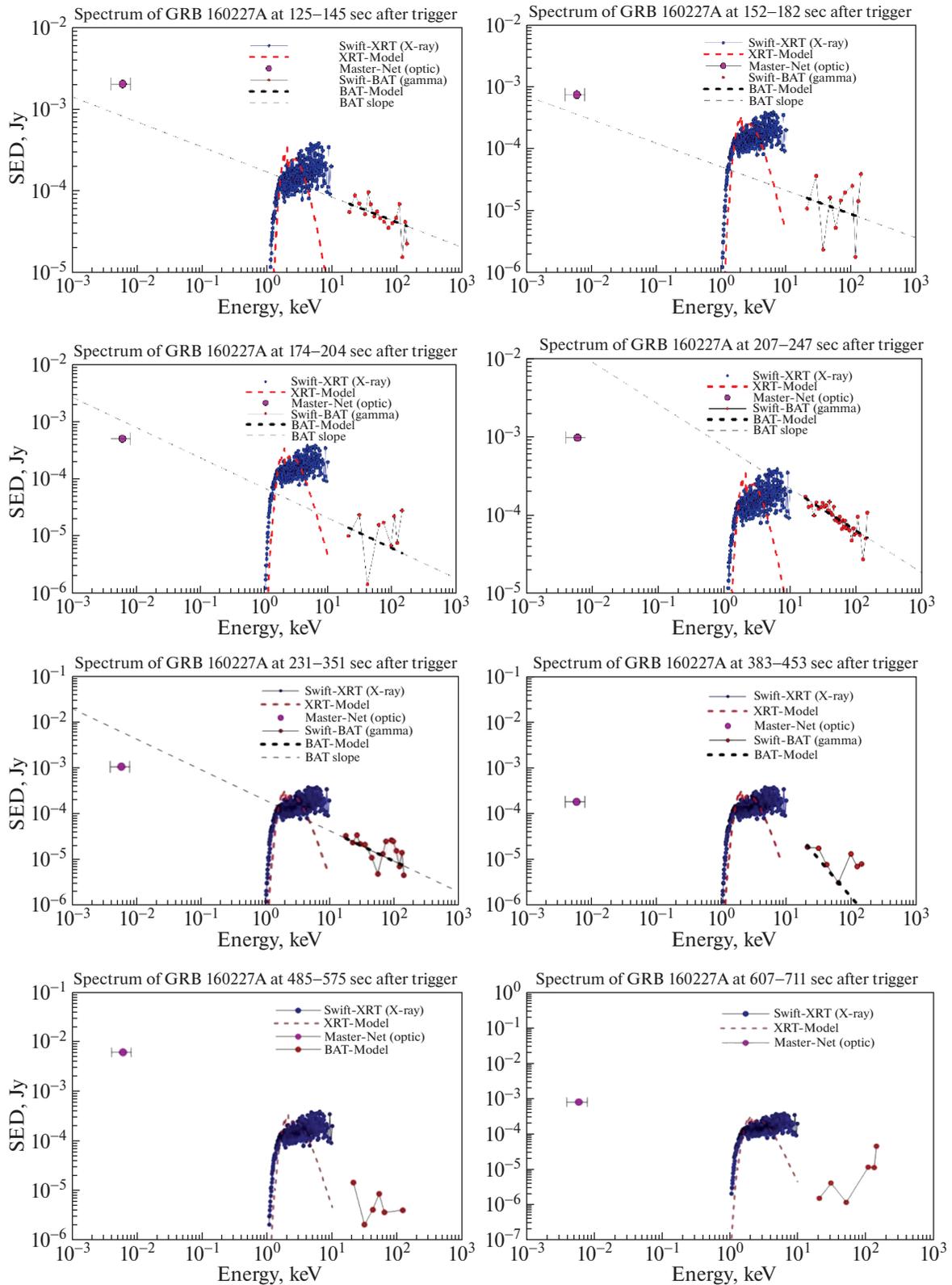


Рис. 11. Спектры GRB 160227A в интервале от 125 до 711 с после триггера.

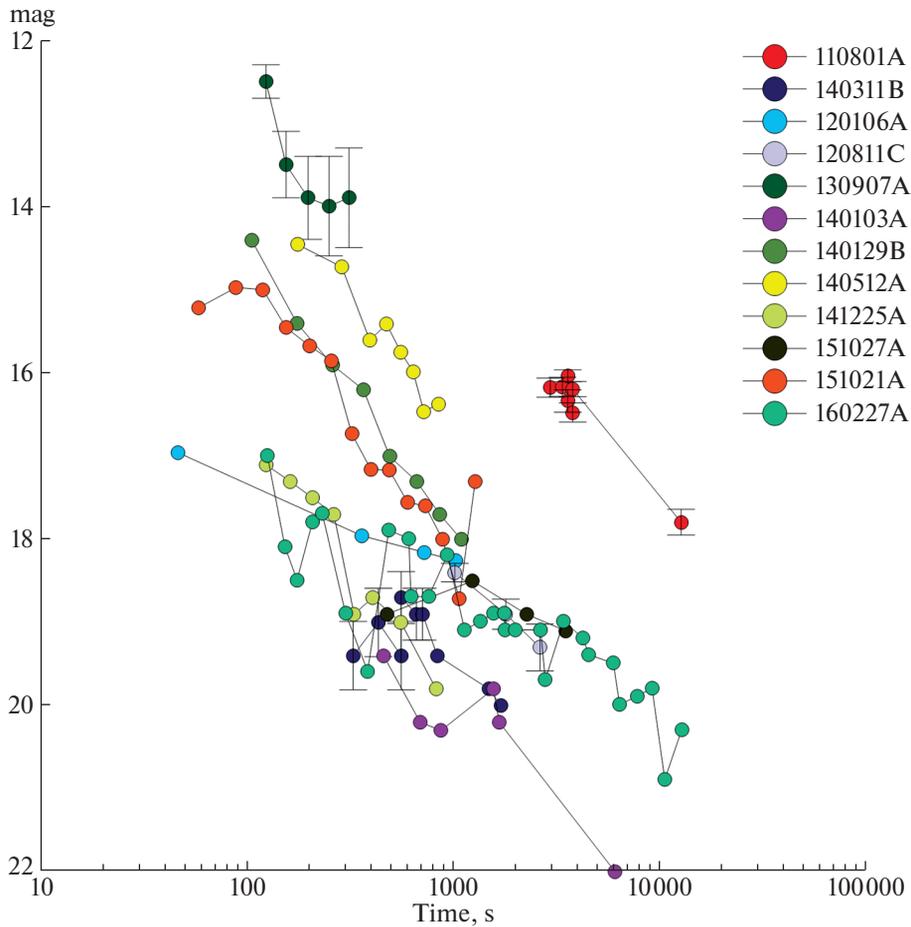


Рис. 12. Кривые блеска (в оптическом диапазоне) для оптических источников гамма-всплесков GRB 110801A, GRB 140311B, GRB 120106A, GRB 120811C, GRB 130907A, GRB 140129B, GRB 140103A, GRB 140512A, GRB 141225A, GRB 151021A, GRB 151027B, GRB 160227A, полученные на телескопах-роботах Глобальной сети МАСТЕР.

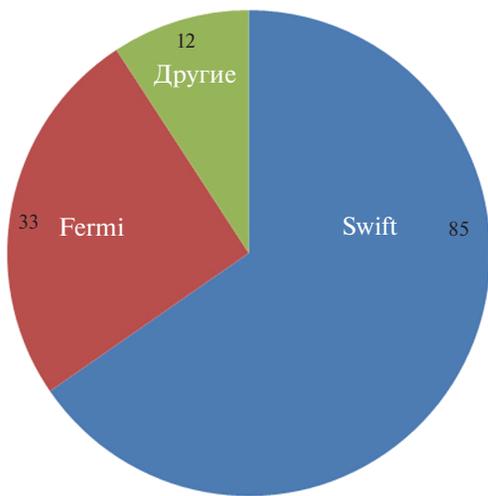


Рис. 13. Орбитальные обсерватории, зарегистрировавшие 130 гамма-всплесков, исследованных в оптическом диапазоне на телескопах-роботах МАСТЕР (табл. 20).

GRB 140304A

Телескоп-робот МАСТЕР-Тунка, получив координаты области локализации по сокетной системе, автоматически навелся, получил изображения, обработал их в алертном режиме, обнаружил новый (некаталогизированный) стационарный быстропеременный объект MASTER OT J020234.13 + 332826.6 и опубликовал (GCN 15914) его быстрее, чем Swift сообщил о гамма-всплеске (GCN15915).

GRB 140512A

Телескоп-робот МАСТЕР-Тунка, получив координаты области локализации по сокетной системе, автоматически навелся, получил изображения, обработал их в алертном режиме, не обнаружил новых источников и опубликовал верхний предел (GCN 16248) быстрее, чем Swift сообщил о гамма-всплеске (GCN16249). Оптический источ-

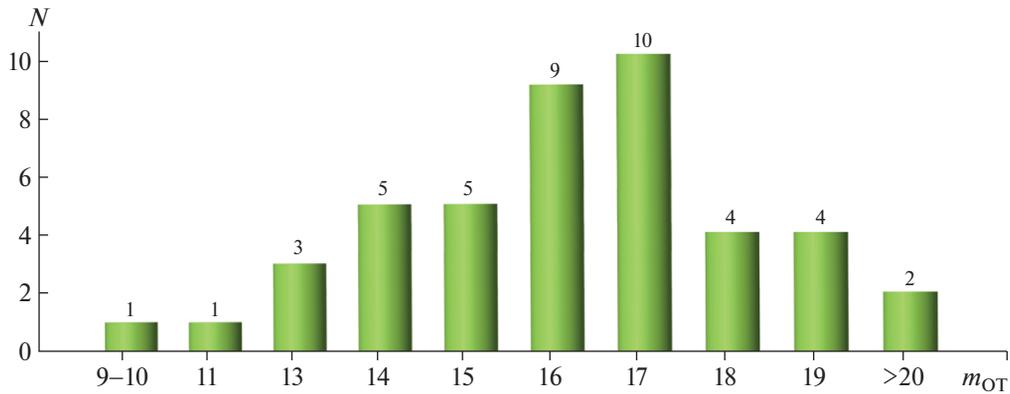


Рис. 14. Распределение по яркости 44 оптических источников гамма-всплесков, которые были обнаружены при исследовании 130 областей локализации гамма-всплесков.

ник MASTER OT J191728.78-150539.2 появился со второй экспозиции.

GRB 140801A

Телескоп-робот МАСТЕР-Тунка опубликовал первую телеграмму по гамма-всплеску GRB140801A (FERMI trigger 428612396, GCN 16653), обнаружив оптический источник MASTER OT J025616.44 + 305616.8, подтвержденный NOT (GCN16656), GTC ($z = 1.320$) (GCN 16657) (GCN 16663), БТА ($z = 1.319$), MPG/GROND (GCN 16666).

GRB 140824B (Fermi trigger 430583595)

Телескоп-робот МАСТЕР-Тунка обнаружил оптический транзиент MASTER OT J011101.13 + 603337.5 (GCN16740, GCN16741) области локализации Fermi trigger 430583595, но его дальнейшая кривая блеска позволяет классифицировать его как катаклизмическую переменную.

GRB 141028A

Оптический источник MASTER OT J213024.51-001352.3, обнаруженный МАСТЕРом в поле с радиусом 0.4° гамма-всплеска, зарегистрированного детектором Fermi-LAT (GCN 16969), подтвержден фотометрическими наблюдениями на 2-м MPG/GROND (GCN16977), обнаружением нового рентгеновского источника на Swift-XRT (GCN 16978) и оптическими наблюдениями на Swift-UVOT (GCN16979), инфракрасными наблюдениями на HJT/RATIR (GCN16980), Цейсс-1000 в CAO РАН (GCN16993) и другими. Спектр получен на Gemini-North ($z = 1.82$ по линиям CrII, ZnII, FeII, MgII, MgII, and MgI GCN16982), VLT ($z = 2.33$ по линиям HI, Si II, C II, Fe II, C IV, Mg II; отметив также присутствие в спектре линий C IV, Fe II, Mg II на $z = 1.823$ и CIV $z = 2.09$ GCN16983).

GRB 141124A

Во время исследования локализации ($r = 4.98^\circ$) Fermi trigger 438503903 МАСТЕР обнаружил вспышку квазара NVSS J075043 + 790917 на 4 звездных величины (GCN17095).

GRB 141208.63/Fermi trigger 439744201

В области локализации этого всплеска МАСТЕР-Кисловодск обнаружил оптический быстропеременный объект MASTER OT J001907.27 + 403423.8 (GCN17154), в дальнейшем классифицированный как катаклизмическая переменная.

GRB 150404A/trigger 49861706

Оптический источник MASTER OT J110859.75-693818.9 гамма-всплеска GRB150404A (Fermi trigger time 2015-04-04 17:35:03.72 UT) вспыхивает в 2015-04-04 17:35:45 UT (10с экспозиция), т.е. через 41 с после триггера, профиль звездный, на втором кадре (2015-04-04 17:36:25UT, 20с экспозиция) $m_{OT} m_{lim} = 16.4^m$.

GRB 150210A

Fermi GBM детектор зарегистрировал гамма-всплеск 10 февраля 2015 г. в 22:26:24.28UT с центром области локализации R.A.,Dec(2000) = 112.9, +12.4 и ее размером 2.2° (1σ). Fermi-LAT уточнил координаты (R.A.Dec = 112.15, +13.27) в 22:26:24.28 UT с ошибкой 0.33° . Телескоп-робот МАСТЕР-Кисловодск, наведясь за 22 с по первому алерту Fermi, обнаружил новый объект MASTER OT J072940.10 + 141425.5 (ATel 7050, GCN 17446), впоследствии оказавшийся сверхновой II типа (ATel 7052) на расстоянии $z = 0.026$, вспыхнувшей за несколько дней до гамма-всплеска.

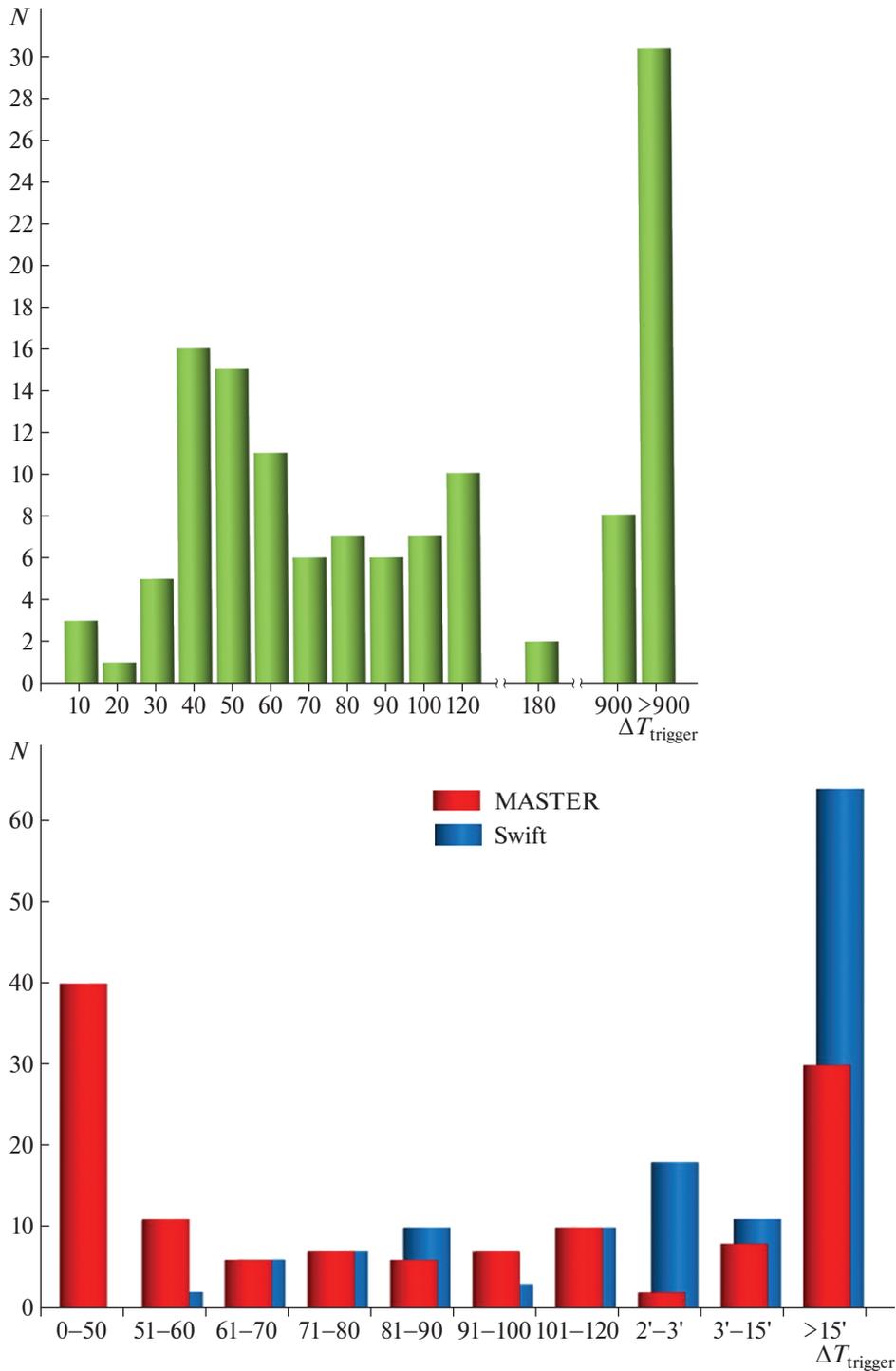


Рис. 15. а) Гистограмма скорости наведения от момента срабатывания триггера на гамма-обсерваторий ($\Delta T_{\text{trigger}}$) телескопов МАСТЕР на алерты 130 гамма-всплесков, рассматриваемых в настоящей работе (табл. 20). б) Гистограмма скорости наведения ($\Delta T_{\text{trigger}}$) телескопов МАСТЕР (красный цвет) и Swift-UVOT (синий цвет) на 130 гамма-всплесков, рассматриваемых в настоящей работе (в табл. 20 это столбцы 2 для Swift и 5 для МАСТЕРа).

GRB 150211A

МАСТЕР-Тунка навелся, получил изображение области локализации всплеска, обработал и

опубликовал телеграмму (GCN 17433) раньше публикации о регистрации всплеска телескопом Swift (GCN 17434).

Таблица 2. Фотометрия GRB 130907A (GCN 15184, GCN 15220)

Обсерватория МАСТЕР	T-T0	Exp	Filter1	m1	Err. m1	Filter2	m2	Err. m2	Filter
МАСТЕР- Кисловодск	47	10	P-	<10.5		P	<10.5		P-
	69	10	P-	<10.5		P	<10.5		P-
	91	20	P-	<11.0		P	<11.0		P-
	123	20	P-	13.0	0.2	P	12.2	0.2	P-
	154	30	P-	13.6	0.4	P	13.3	0.4	P-
	197	40	P-	13.7	0.5	P	13.7	0.5	P-
	249	50	P-	14.4	0.6	P	13.7	0.5	P-
	311	60 + 80	P-	<13.7		P	<13.8		P-

Fermi trigger 458235025

В области локализации GRB 150710.65/Fermi trigger 458235025 обнаружен оптический транзит, при дальнейшем анализе – катаклизмическая переменная типа UG (ASASSN-15bq).

GRB 160925A

Область локализации была исследована через 12.6 ч после алерта, обнаружен оптический быстропеременный объект MASTER OT J222817.90-145657.4, дальнейшие фотометрические исследования которого показали катаклизмическую природу.

GRB 161119A

Оптический источник MASTER OT J032252.81-482912.8 ($m_{OT} = 17.8^m$) был обнаружен МАСТЕРом во время инспекционного обзора [35] области локализации Fermi trigger 501261070 (время срабатывания Fermi GBM триггера: 2016/11/19 15:11:06.40 UT, время обнаружения оптического объекта: 2016-11-19 21:17:17.878 UT, присутствует на шести изображениях за ночь, ни до ни после даты гамма-всплеска объект более не обнаружен).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Благодаря уникальным преимуществам телескопов-роботов Глобальной сети МАСТЕР (полная роботизация наблюдений, автоматическое быстрое наведение телескопов, проведение исследований в поляризационных и WBVRI фильтрах одновременно, обработка результатов в режиме реального времени, созданные нами интерактивные инструменты анализа астрономических данных для исследования быстропеременных и движущихся объектов), у нас есть возможность получить детальные кривые блеска источников гамма-всплесков в оптическом диапазоне и ис-

следовать их. МАСТЕР – лидер по первым наведениям на гамма-всплески (рис. 15).

Из 130 исследованных областей локализации оптический компаньон обнаружен в 44 случаях (см. ниже табл. 20). Для всплесков 160401A, 160910A, 161117A проведены наблюдения собственного (синхронно с гамма-) оптического излучения.

По поведению кривых блеска можно выделить два случая:

1. Кривая блеска в гамма-диапазоне не коррелирует с оптической кривой блеска. Это предполагает, что гамма- и оптическое излучение имеют разную природу. В этом случае оптическое излучение может быть сгенерировано обратной ударной волной, возникающей в свою очередь в результате взаимодействия выброса с окружающей средой. Механизм – синхротронное излучение.

2. Кривые блеска в оптическом и гамма-диапазоне коррелируют. Соответственно мы предполагаем общий механизм их возникновения. Оптическое излучение в этом случае служит индикатором джета, изолированного от межзвездной среды. Излучение возникает в результате столкновения внутренних ударных волн. Механизмы – синхротронный, обратный Комптон-эффект.

В приведенных ниже таблицах приведены полученные степенные индексы для детализированных кривых блеска (табл. 1) и фотометрия наблюдений гамма-всплесков на телескопах Глобальной сети МАСТЕР с 2012 по 2017 г. (табл. 2–19). Значения колонок для таблиц с данными фотометрии таковы:

Обсерватория МАСТЕР – телескоп-робот Глобальной сети МАСТЕР, на котором проведены наблюдения.

T-T0 – время, прошедшее от момента срабатывания триггера до начала первой экспозиции.

Exp – экспозиция в секундах.

Filter 1, 2 – фильтры западной и восточной труб двойного широкопольного телескопа МА-

Таблица 3. Фотометрия оптического источника GRB 120811C

Обсерватория МАСТЕР	T–T0	Exp	Filter	m	Err. m1
МАСТЕР-Амур	1015.92	650	W	18.4	0.1
	1793.88	720	W	18.9	0.2
	2624.76	720	W	19.3	0.2
	4284	720	W	<19.5	
	5112	720	W	<19.5	

Таблица 4. Фотометрия оптического источника GRB 151021A

Обсерватория МАСТЕР	T–T0	Exp	Filter1	m1	Err. m1	Filter2	m2	Err. m2
MASTER- SAAO	54	10	P	14.7	0.2	P-	15.8	0.1
	78	20	P	15.0	0.1	P-	14.9	0.2
	109	20	P	14.9	0.1	P-	15.1	0.1
	140	30	P	15.3	0.1	P-	15.9	0.1
	181	40	P	15.9	0.1	P-	16.0	0.1
	231	50	P	16.3	0.1	P-	15.8	0.1
	292	60	P	16.3	0.1	P-	16.2	0.1
	183	70	P	16.4	0.1	P-	17.0	0.1
	443	90	P	16.7	0.1	P-	17.2	0.1
	580	110	P	17.1	0.1	P-	17.2	0.1
	665	130	P	17.1	0.1	P-	17.5	0.1
	865	160	P	17.4	0.1	P-	18.0	0.1
	977	180	P	17.4	0.1	P-	17.6	0.1
	1186	180	P	18.0	0.1	P-	17.6	0.1
	1391	180	P	17.9	0.1	P-	17.5	0.1
	1594	180	P	18.4	0.1	P-	18.3	0.1
	1800	180	P	18.2	0.1	P-	18.6	0.2
	2005	180	P	18.2	0.1	P-		
	2211	180	P	18.7	0.1	P-		
	2417	180	P	18.2	0.1	P-		
	2622	180	P	18.4	0.1	P-		
	2828	180	P	18.9	0.2	P-		
	3033	180	P	18.5	0.2	P-		
3239	180	P	18.7	0.3	P-			

СТЕР текущей обсерватории, в которой проходила съемка (P|, P-, P/, P\ поляризационные) или одной трубы, если съемка велась в одной из них.

m1, m2 – звездная величина объекта на кадре в соответствующих фильтрах.

Err. m1,2 – ошибка ее определения. Обозначение “<XX” соответствует верхнему пределу на изображении для случаев, когда оптический источник не обнаружен.

Результаты оптических наблюдений областей локализации 130 гамма-всплесков приведены в табл. 20. Значения столбцов в этой таблице таковы.

(1): Идентификатор гамма-всплеска GRB.

(2): Гамма-телескоп, который его зарегистрировал и чей алерт МАСТЕР наблюдал автоматически. Для оптического детектора Swift-UVOT указано время его наведения по триггеру в секундах для построения рис. 15б.

Таблица 5. Фотометрия оптического источника GRB 151027B

Обсерватория МАСТЕР	T-T0	Exp	Filter1	m1
МАСТЕР-Кисловодск	159	2 × 30	P/ + P\	>17.7
	201	2 × 40	P/ + P\	>18.0
	252	2 × 50	P/ + P\	>18.3
	313	2 × 60	P/ + P\	>18.3
	384	2 × 80	P/ + P\	>18.4
	159	2 × 260	P/ + P\	>19.0
	475	2 × 690	P/ + P\	18.9
	1235	2 × 900	P/ + P\	18.5
	2264	2 × 1800	P/ + P\	18.9
	3469	2 × 1800	P/ + P\	19.1

Таблица 6. Фотометрия оптического источника GRB 120811C

Обсерватория МАСТЕР	T-T0	Exp	Filter	m	Err. m
МАСТЕР-Амур	1015.92	650	W	18.4	0.1
	1793.88	720	W	18.9	0.2
	2624.76	720	W	19.3	0.3
	4284	720	W	<19.5	
	5112	720	W	<19.5	

Таблица 7. Фотометрия оптического источника GRB 110422A

Обсерватория МАСТЕР	T-T0	Exp	Filter1	m1	Err. m1	m2	Err. m2
МАСТЕР-Тунка	58.68	10	R	15.3	0.3	14.9	0.3
	98.28	20	R	15.3	0.2	15.0	0.2
	142.92	30	R	15.7	0.3	16.0	0.3
	197.28	40	R	15.8	0.2	15.7	0.2
	261	50	R	16.0	0.2	16.3	0.2
	336.24	60	R	16.5	0.2	16.5	0.2
	426.96	80	R	16.4	0.2	16.4	0.2
	539.28	100	R	16.8	0.2	16.7	0.2
	672.48	120	R	17.2	0.2	17.7	0.2
	833.76	150	R	17.5	0.2	17.8	0.2
	1019.16	180	R	17.6	0.2	17.3	0.2
	1223.64	180	R	17.8	0.2	17.2	0.2
	1423.08	180	R	18.3	0.2	17.2	0.2
	1623.6	180	R	18.7	0.2	17.6	0.2
	1822.68	180	R	19.3	0.3	18.1	0.2

(3): Результаты наблюдений на широкопольных (WF – wide field) или сверхширокопольных (VWF – very wide field) телескопах обсерваторий МАСТЕР, которые выполняли исследование каждого конкретного гамма-всплеска.

(4): ΔT_{notice} – время наведения в секундах (время от получения сообщения о гамма-всплеске notice time до начала экспозиции).

(5): $\Delta T_{trigger}$ – время от момента срабатывания триггера на орбитальном детекторе до начала

Таблица 8. Фотометрия оптического источника GRB 091020

Обсерватория МАСТЕР	T-T0	Exp	Filter1	m1	Err. m1	m2	Err. m2
МАСТЕР- Кисловодск	3675.6	180	R	17.9	0.2		
	3875.04	180	R	17.4	0.1		
	4074.84	180	R	17.8	0.1		
	4274.28	180	R	18.0	0.2		
	4474.08	180	R	17.9	0.1		
	4673.88	180	R	17.6	0.1		
	4873.32	180	R	17.9	0.1		
	5776.56	180	R	18.6	0.1	18.6	0.1
	7138.8	180	R	18.9	0.1	18.5	0.1
	8228.16	180	R	19.0	0.1	19.1	0.1
	9226.44	180	R	19.3	0.1	19.1	0.1
	10224.72	180	R	19.4	0.1	19.6	0.1
	11222.64	180	R	19.3	0.1	19.4	0.1
	12220.92	180	R	19.3	0.1	19.7	0.2
	13219.2	180	R	19.2	0.1	19.5	0.1
	14217.48	180	R	20.0	0.2	19.9	0.2
	15215.76	180	R	20.7	0.2	20.0	0.2
16214.04	180	R	20.1	0.2	20.0	0.2	

Таблица 9. Фотометрия оптического источника GRB 060926 (GCN 5613, GCN 5619)

Обсерватория МАСТЕР	T-T0	Exp	Filter1	m1	Err. m1
МАСТЕР-Домодедово	76	30	W	17.3	0.3
	150	30	W	18.5	0.3
	165	5 × 30	W	19.3	0.3
	255	5 × 30	W	18.9	0.3
	343	5 × 30	W	18.5	0.3
	432	5 × 30	W	18.3	0.3
	519	5 × 30	W	18.4	0.3
	608	5 × 30	W	18.7	0.3
	707	5 × 30	W	20.0	0.3
	804	5 × 30	W	20.1	0.3
	901	5 × 30	W	20.1	0.3

Таблица 10. Фотометрия оптического источника GRB 120404A (GCN 13210, GCN 13230)

Обсерватория МАСТЕР	T-T0	Exptime	Filter	m	Err. m
MASTER-Амур	263	180	W	16.8	0.3
	3311	180	W	17.2	0.4
	3517	180	W	16.9	0.4
	3930	180	W	17.1	0.4
	4760	900	W	17.8	0.3
	6311	1800	W	18.1	0.3
	9001	1800	W	18.2	0.3

Таблица 11. Фотометрия оптического источника GRB 140311B (GCN 15948, GCN 15960)

Обсерватория МАСТЕР	T-T0	Exp	Filter1	m1	Err. m1
MASTER-Tunka	326	220	W	19.4	0.2
	432	300	W	19.0	0.1
	557	650	W	19.4	0.2
	557	380	W	18.7	0.1
	661	550	W	18.9	0.1
	708	490	W	18.9	0.1
	834	960	W	19.4	0.2
	1485	1380	W	19.8	0.1
	1702	1740	W	20.0	0.2

Таблица 12. Фотометрия оптического источника GRB 140508A (GCN 16228)

Обсерватория МАСТЕР	T-T0	Exp	Filter1	m1	Err. m1	Filter2	m2	Err. m2
MASTER-Кисловодск	62880	180	C	18.7	0.3			
	63900	180	R	18.7	0.3	V	<19	
	65820	540	R	18.9	0.3	V	19.9	0.4

Таблица 13. Фотометрия оптического источника GRB 140129B (GCN 15766, GCN15776)

Обсерватория МАСТЕР	T-T0	Exp	Filter1	m1	Err. m1
MASTER-Tunka	105	20	W	14.4	0.1
	174	30	W	15.4	0.1
	259	50	W	15.9	0.1
	366	70	W	16.2	0.1
	490	100	W	17.0	0.1
	662	130	W	17.3	0.1
	859	170	W	17.7	0.1
	1091	180	W	18	0.1
	1330	360	W	<18.4	

экспозиции на телескопе МАСТЕР, в секундах (отметка sync означает, что гамма-всплеск наблюдали синхронно, т.е., непрерывно до, в течение и после этого гамма-всплеска; отметка prompt означает, что оптическое излучение наблюдали одновременно с гамма-излучением).

(6) и (7): m_{OT} – звездная величина оптического источника, зарегистрированного МАСТЕРом (при наличии), и его координаты.

(8): Номер циркуляра отчета GCN (система электронных циркуляров по наблюдениям областей локализации источников гамма-всплесков, гравитационных волн, нейтрино сверхвысоких энергий, быстрых радиовспышек) [36, 37], в котором были опубликованы результаты МАСТЕРА.

(9): Обсерватория МАСТЕР, в которой были проведены наблюдения – МАСТЕР-Амур, МАСТЕР-Тунка, МАСТЕР-Урал, МАСТЕР-Кисловодск, МАСТЕР-Таврида, MASTER-SAAO (Южная Африка), MASTER-IAC (Испания), MASTER-OAFA и MASTER-ICATE (Аргентина).

(10): Предел на первом кадре и его длительность (экспозиция) в секундах, W – без фильтра (в белом свете), P – поляризационные фильтры.

5. ВЫВОДЫ

Мы представили уникальные результаты наблюдений на телескопах-роботах Глобальной сети МАСТЕР МГУ 130 областей локализации гам-

Таблица 14. Фотометрия оптического источника GRB 140512A (GCN 16248, GCN 16250, GCN 16307)

Обсерватория МАСТЕР	T-T0	Exp	Filter1	m1	Err. m1	Filter2	m2	Err. m2
MASTER-Tunka	175	10	P/	13.5	0.1			
	186	30	P/	14.5	0.1	P\	14.4	0.1
	318	60	P/	14.7	0.1	P\	14.7	0.1
	425	60	P/	15.6	0.1	P\	15.4	0.1
	508	60	P/	15.4	0.1	P\	15.7	0.1
	591	60	P/	15.8	0.1	P\	15.8	0.1
	673	60	P/	15.9	0.2	P\	15.9	0.1
	754	60	P/	16.5	0.2	P\	16.4	0.1
	931	170	P/	16.4	0.2	P\	16.8	0.1
	1211	180	P/	17.5	0.3	P\	16.8	0.1
	1552	180	P/	16.8	0.3	P\	17.6	0.2

Таблица 15. Фотометрия оптического источника GRB 141225A (GCN 17237, GCN 17245)

Обсерватория МАСТЕР	T-T0	Exp	m	Err. m
MASTER-SAAO	113	20	17.1	0.1
	147	30	17.3	0.1
	188	40	17.5	0.1
	238	50	17.7	0.1
	298	60	18.9	0.1
	369	70	18.7	0.1
	451	200	19.0	0.1
	672	290	19.8	0.1
	984	3600	21.3	0.2

Таблица 16. Фотометрия оптического источника GRB 110801A (GCN 12238)

Обсерватория МАСТЕР	T-T0	Exp	Filter	m	Err. m
МАСТЕР-Кисловодск	2860	180	R	16.1	0.1
	3280	180	R	16.1	0.1
	3499	180	R	16.3	0.1
	7099	180	W	16.0	0.1
	3702	180	R	16.4	0.1
	7302	180	W	16.2	0.1
	12632	180	R	17.7	0.1

ма-всплесков (85 зарегистрированы Swift, 33 Fermi, 12 MAXI, Integral, Konus-Wind, Lomonosov и др.), полученные за период 2012–2017 гг.: GRB120106A, GRB 120116A, GRB 120118B, GRB 120907A, GRB 121011A, GRB 120811C, GRB 120404A, GRB 130102A, GRB 130122A, GRB 130216A, GRB 130216B, GRB 130306A, GRB 130420B, GRB 130425A, GRB 130502A, GRB 130508A, GRB 130514B, GRB 130603B, GRB 130625A, Fermi trigger 394416326, GRB 130831A, GRB 130903A, GRB 130907A, GRB 131024B, GRB 131030A, GRB 131031A, GRB 131125A, GRB 131127A, GRB 131127B, GRB 131128A, GRB 131224A, GRB 131225A, GRB 140103A, GRB 140105A, GRB 140108A, GRB 140129B, GRB 140206A, GRB 140219A, GRB 140304A, GRB

Таблица 17. Фотометрия оптического источника GRB 120106A (GCN 12811, GCN 12818)

Обсерватория МАСТЕР	T-T0	Exp	Filter1	m1	Filter2	m2
МАСТЕР-Тунка	46	10	P-	17.0	P	>16.8
	359	70	P-	>18.0	P	>18.0
	720	120	P-	>18.2	P	>18.2
	1024	180	P-	>18.3	P	>18.4

Таблица 18. Фотометрия оптического источника GRB 160227A (GCN 19099, GCN 19116)

Обсерватория МАСТЕР	T-T0	Exp	m	Err. m
МАСТЕР-Урал	125	20	17.0	0.1
МАСТЕР-Кисловодск	152	30	18.1	0.1
МАСТЕР-Урал	174	30	18.5	0.1
МАСТЕР-Кисловодск	207	120	17.8	0.1
МАСТЕР-Урал	231	40	17.7	0.1
МАСТЕР-Урал	299	50	18.9	0.1
МАСТЕР-Урал	383	70	19.6	0.1
МАСТЕР-Урал	485	90	17.9	0.1
МАСТЕР-Урал	607	110	18.0	0.1
МАСТЕР-Кисловодск	621	550	18.7	0.1
МАСТЕР-Урал	757	140	18.7	0.1
МАСТЕР-Урал	935	170	18.2	0.1
МАСТЕР-Урал	1133	180	19.1	0.1
МАСТЕР-Урал	1349	180	19.0	0.1
МАСТЕР-Урал	1566	180	18.9	0.1
МАСТЕР-Кисловодск	1765	1080	18.9	0.1
МАСТЕР-Урал	1781	180	19.1	0.1
МАСТЕР-Урал	1998	180	19.1	0.1
МАСТЕР-Кисловодск	2647	900	19.1	0.1
MASTER-IAC	2789	360	19.7	0.1
MASTER-IAC	3423	540	19.0	0.1
МАСТЕР-Кисловодск	4261	900	19.2	0.1
МАСТЕР-Кисловодск	4527	900	19.4	0.1
MASTER-IAC	5966	1080	19.5	0.1
MASTER-IAC	6401	1800	20.0	0.1
MASTER-IAC	7771	3600	19.9	0.1
MASTER-IAC	9196	1800	19.8	0.1
МАСТЕР-Кисловодск	10608	1620	20.9	0.2
МАСТЕР-Кисловодск	12824	1800	20.3	0.2

140311A, GRB 140311B, GRB 140311C, GRB 141031B, GRB 141124A, GRB 141208A, GRB 140320C, GRB 140320D, GRB 140402A, GRB 141212A, GRB 141225A, GRB 150103A, GRB 140508A, GRB 140512A, GRB 140516A, GRB 150110A, GRB 150123A, GRB 150210A, GRB 140629A, GRB 140703A, GRB 140709B, GRB 150211A, GRB 150212A, GRB 150222A, GRB 140723A, GRB 140801A, GRB 140814A, Fermi trigger 430583595/ GRB, GRB140907A, GRB 140930A, GRB 150301B, GRB 150309A, GRB 150323C, Fermi trigger 449861706, GRB 150403A, GRB 150413A, GRB 140930B, GRB 141026A, GRB141028A, GRB 150428A, GRB 150428C, GRB 150518A, GRB

Таблица 19. Фотометрия GRB121011A (GCN 13848, GCN 13854). Ориентация поляроидов для МАСТЕР-Амур: P210 = 45°, P211 = 135°

Обсерватория МАСТЕР	T-T0	Exp	Filter	m	Err. m
МАСТЕР-Амур	230	50	P211	17.4	0.2
	230	50	P210	17.4	0.2
	291	60	P211	16.8	0.1
	291	60	P210	16.6	0.1
	362	70	P211	16.7	0.1
	362	70	P210	16.6	0.1
	442	90	P211	16.4	0.1
	442	90	P210	16.2	0.1
	543	110	P211	16.2	0.1
	543	110	P210	16.2	0.1
	664	130	P211	16.2	0.1
	664	130	P210	16.1	0.1
	804	140	P211	16.3	0.1
	804	140	P210	16.4	0.1
	975	170	P211	16.4	0.1
	975	170	P210	16.4	0.1
	1181	180	P211	16.5	0.1
	1181	180	P210	16.6	0.1
	1387	180	P211	16.8	0.1
	1387	180	P210	16.8	0.1
	1602	180	P211	16.9	0.1
	1602	180	P210	17.1	0.1
	1808	180	P211	17.1	0.1
	1808	180	P210	17.1	0.1
	2013	180	P211	17.6	0.2
	2013	180	P210	17.8	0.2
	2219	180	P211	18.1	0.2
	2220	180	P210	17.6	0.1
	2425	180	P211	18.1	0.2
	2602	180	P211	18.9	0.3

150627A, GRB 150702A, Fermi trigger 458235025, GRB 150819A, GRB 150902A, GRB 151001B, GRB 151021A, GRB 151022A, GRB 151027B, GRB 151107A, GRB 151107B, GRB 151112A, GRB 151118A, GRB 151215A, GRB 160104A, GRB 160117B, GRB 160121A, GRB 160131A, GRB 160220A, GRB 160223B, GRB 160225A, GRB 160227A, GRB 160228A, GRB 160401A, GRB 160425A, GRB 160501A, GRB 160509A, GRB 160601A, GRB 160611A, GRB 160625B, GRB 160709A, GRB 160712A, GRB 160714A, GRB 160804A, GRB 160816A, GRB 160821B, GRB 160910A, GRB 160910A, GRB 161007A, GRB 161017A, GRB 161017A, GRB 161105A, GRB 161117A, GRB 161119A, GRB 161214A, GRB

161214B, GRB 170104A, GRB 170111A, GRB 170112A.

Наблюдения проводились на телескопах-роботах МАСТЕР-Амур (31), МАСТЕР-Тунка (42), МАСТЕР-Кисловодск (42), МАСТЕР-Таврида (2), MASTER-SAAO (27), MASTER-IAC (11), MASTER-OAFA/ICATE (4).

Полная роботизация процесса наблюдений и обработка широкопольных изображений программным обеспечением МАСТЕР в режиме реального времени позволили нам получить уникальные данные о раннем оптическом излучении, сопровождавшем 44 гамма-всплеска: GRB 110801A, GRB120106A, GRB 120404A, GRB

Таблица 20. Результаты наблюдений 130 гамма-всплесков на Глобальной сети телескопов-роботов МАСТЕР

GRB (1)	γ -детектор (2)	MASTER WF/VWF (3)	$\Delta T_{\text{notice(4)}}$	$\Delta T_{\text{trigger(5)}}$	m_OT (6)	OT R.A., Dec. (2000) (7)	GCN (8)	МАСТЕР-(9)	Предел на первом кадре (10)
110801A	Swift, UVOT 108	WF		101	16.1	05:57:44.76 +80:57:21.6	12238 [33]	Тунка Кисловодск	P 14.5
120106A	Swift, UVOT 84	WF	19	46	17	04:24:25.81 +64:02:18.1	12811 [64] 12818 [40]	Тунка	P 17.0 (10)
120116A	Swift, UVOT, 83	WF	10	31	—	—	12835 [41]	Тунка	P 15.5 (10с)
120118B	Swift, UVOT 115	WF	1417	1437	—	—	12853 [42]	Тунка	P 17.5
120219A	Swift, UVOT 139	VWF	22	105			12965 [189] 12977 [43]	Тунка	P 17.8
120404A	Swift UVOT 138	WF	24	71	16.8	15:40:02.29 +12:53:06.3	13210 [43], 13230 [44]	Амур	W 15.3(10)
120811C	Swift UVOT 75	WF	29	665	18.4	13 18 44.01 +62 18 02.7	13623, 13635 [33]	Амур, Тунка	P 17.4 (130)
120907A	Swift UVOT 142	WF	375	389	17.5	04:59:00.01 −09:18:54.2	13718 [46]	Кисловодск	P 18.0
121011A	Swift, UVOT 108	WF	10	51	16.1	17:20:51.21	13848 [47], 13854 [48]	Амур, Тунка	P 16.9 (10)
130102A	Swift UVOT 125	WF	65	106	230s+	+41:06:36.9	14132 [49]	Кисловодск, Амур	P 17.9 (20)
130122A	Swift, UVOT 121	WF	28	91	16.8	12:57:08.34 +59:00:53.9	14142 [50]	Кисловодск	P 17.3 (20)
130216A	Swift, UVOT 3.67дня	VWF,WF	15	31		—	14238 [51]	Кисловодск	W 14.5 (120)
130216B	Swift ∞	VWF	12	53		—	14239 [52]	Кисловодск	W 10
130306A	Swift UVOT 146ks (Fermi socket)	WF, sync		59/−157		—	14269 [53]	Кисловодск	W 15.7 (20)
130420B	Swift, UVOT 57	WF	44	63		—	14412 [54]	Амур	P 16.5 (10)
130425A	Fermi GBM	VWF		40		—	14501 [55]	ICATE	W 13.0
130502A	Swift, UVOT 95	WF	55	266		—	14548 [56]	Кисловодск	W 19.0 (50)
130508A	Swift UVOT 135	WF	37	119		—	14629 [57]	Тунка	W 17.3 (20)
130514B	Integral	WF		90		—	14644 [58]	Тунка	W 17.0 (180)
130603B	Swift UVOT 62	WF	35	52		—	14770 [59]	Тунка	P 15.9 (10)
130625A	Swift UVOT 102	WF	23177	23214		—	14929 [60]	Амур	W 17.5 (180)

Таблица 20. Продолжение

GRB (1)	γ -детектор (2)	MASTER WF/VWF (3)	$\Delta T_{\text{notice(4)}}$	$\Delta T_{\text{trigger(5)}}$	m_OT (6)	OT R.A., Dec. (2000) (7)	GCN (8)	МАСТЕР-(9)	Предел на первом кадре (10)
130702A	Fermi-GBM	VWF	49	55			14970 [61]	ICATE	V 11.0 (5), 12.5 (290)
130831A	Swift UVOT 190	WF		58	15.1	23:54:29.82 +29:25:47.1	18673 [62]	Тунка	P 15.6(20)
130903A	Integral	WF	240	244			15176 [63]	Кисловодск	P 15.5 (40)
130907A	Swift, UVOT 74	WF	18	43	15	14:23:34.00 +45:36:27.0	15184 [30], 15220 [65]	Кисловодск	P 12.0(20)
131024B	Swift UVOT 278	WF	27	36			15390 [66]	Кисловодск	W 17.7 (10)
131030A	Swift UVOT 89	WF		3000	16.5	23:00:16.12 -05:22:05.0	15405 [67]	Кисловодск	W 19.0 (180)
131031A	Swift UVOT 39700	VWF	11	51			15429 [68]	Амур	W 11 (5) 12.5(60)
131125A	IPN:Fermi,Konus- Wind,Integral	WF, VWF	10	24	13.0 13.6 13.7	114.835+47.047 114.776+46.120 114.598+48.927	15553 [69]	Кисловодск	W 12 (5) 14.1
131127A	Swift UVOT 102	WF	40	503			15517 [70]	Тунка	P 17.5 (100)
131127B	Fermi-GBM	WF		73			15534 [71]	Тунка	W 14.6 (10)
131128A	Swift UVOT 90	WF	12	315			15536 [72]	Кисловодск	W 17.1 (60)
131224A	Integral	WF	33	39			15608 [73]	Кисловодск	P 15.5 (10)
131225A	MAXI/GSC + -0.28	WF		21600			15614 [74]	Кисловодск	W 19 (180)
140103A	Swift UVOT 171	WF	22	303	20.1	15:28:20.74 +37:45:24.9	15660 [75], 15746 [76]	Кисловодск	W 21.2(3600)
140105A	Fermi-GBM	VWF, WF	21	45			15692	Кисловодск	W 10.6 (5)
140108A	Swift UVOT 78	WF	22	39	16.7	21 40 26.77 +58 44 41.4	15712 [77]	Кисловодск,	P 17.0(10)
140129B	Swift UVOT 356	WF	78	106	14.0	21:47:01.67 +26:12:22.9	15766 [79]	Амур Тунка	W 15.4(20)
140206A	Swift UVOT 52	WF		8153	18.5	09:41:20.21 +66:45:37.7	15788 [80]	Амур	W 16.10(30)

Таблица 20. Продолжение

GRB (1)	γ -детектор (2)	MASTER WF/VWF (3)	$\Delta T_{\text{notice(4)}}$	$\Delta T_{\text{trigger(5)}}$	m_OT (6)	OT R.A., Dec. (2000) (7)	GCN (8)	МАСТЕР-(9)	Предел на первом кадре (10)
140219A	IPN: Fermi, Konus, Integral, Suzaku, Mars Odyssey, MESSENGER	VWF, WF		-196			15871 [81]	Амур, Тунка	P 15.1 (10)
140304A	Swift UVOT 137	WF		84	16.5	02:02:34.13 +33:28:26.6	15914 [82], 15932 [83]	Тунка	P 13.00 (10)
140311A	Swift UVOT 9540	WF	10 38	89 127			15946 [84]	Амур, Тунка	P 16.27 (30)
140311B	Swift UVOT 3398	WF	9	85	19.4	16:49:18.00 +52:43:26.39	15948 [85], 15960 [86]	Амур, Тунка	P 17.5(20) 14.5 (20)
140311C	Fermi-GBM	WF, VWF	14	29			15981 [87], 15983 [88]	Амур, Тунка	P 16.8 (10) 16.5 (10)
140320C	Integral	WF	20	35			16009 [89]	Амур	W 17.2 (10)
140320D	IPN: Konus-Wind, INTEGRAL, Swift, MESSENGER	WF	25	33			16043 [90]	Тунка	W 18.8(180)
140402A	Fermi-LAT	WF		60780			16074 [91]	Кисловодск	W 18.7 (180)
140508A	Fermi-GBM	WF		49103			16228 [92]	Амур	С 18.7 (180)
140512A	Swift UVOT 106	WF		63000	13.4	19:17:28.78 -15:05:39.2	16248 [93], 16250 [94], 16307 [95]	Кисловодск Тунка	Р 16.2(30)
140516A	Swift UVOT 83	WF	22	44			16288 [96]	Кисловодск	Р 17.0 (10)
140629A	Swift UVOT 101	WF	15	33	15.3	16:35:54.41 +41:52:36.53	16478 [97], 16500 [98]	Амур, Тунка, Кисловодск	Р 15.7(100)
140703A	Swift UVOT 123	WF	2	45	-		16507 [99]	Кисловодск	Р 15.9 (10)
140709B	Swift UVOT 96	WF	40	94			16552 [100]	Кисловодск	W 18.2 (20)
140723A	Fermi-LAT	WF		48240			16629 [101]	Тунка	W 18.3 (180)
140801A	Fermi-GBM	WF	54	100	14.6	02:56:16.44 +30d 56:16.8	16653 [102]	Тунка	Р 14.6 (60)
140814A	MAXI/GSC	WF		37425			16688 [103]	Кисловодск	W 18.5 (180)

Таблица 20. Продолжение

GRB (1)	γ -детектор (2)	MASTER WF/VWF (3)	$\Delta T_{\text{notice(4)}}$	$\Delta T_{\text{trigger(5)}}$	m_OT (6)	OT R.A., Dec. (2000) (7)	GCN (8)	МАСТЕР-(9)	Предел на первом кадре (10)
140824B	Fermi-GBM trigger 430583595	WF	7913	9534			16740 [104] 16741	Тунка	W 19.1 (180)
140907A	Swift, UVOT 107	WF	17 6987	77 1021 7504	19.0	03 12 35.06 +46 36 18.2	16806 [106]	Кисловодск Тунка, Амур	W 19.0(540)
140930A	MAXI	WF	21 22 93	6331 6332 6415			16871 [107]	Амур, Кисло- водск, Тунка	P 18.1 (180)
140930B	Swift, UVOT 201	WF	21 36	36 54	16.4	00:25:23.44 +24:17:38.3	16858 [108], 16875 [109]	Амур, Кисло- водск, Тунка	P 16.0 (10)
141026A	Swift BAT, XRT 157.0, UVOT 165+143	WF	22	99			16957 [110]	Кисловодск	P 16.5 (20)
141028A	Fermi-LAT/GBM	WF		2746	18.9	21:30:24.51 -00:13:52.3	16972 [111]	Кисловодск	W 18.9
141031B	Swift BAT, XRT 117.5, UVOT 119+150	WF	23 33	77 88			16999 [112]	Тунка, Кисло- водск	P 16.0 (20) P 15.5 (20)
141124A	Fermi GBM	WF	2286	15886			17095 [113]	Тунка,	W 18.4 (180)
141208.63/ Fermi trigger 39744201	Fermi-GBM	WF	17	44			17154 [114]	Кисловодск	W 17.6 (20)
141212A	Swift UVOT 72	WF	32	46			17162 [115]	Тунка	W 16.8 (10)
141225A	Swift, UVOT 440 (Fermi socket)	WF	20	113	17.5	09:15:00.00 +33:47:41	17237 17245 [116], 17245 [117]	SAAO	P 17.6(20)
150103A	Swift, UVOT 135	WF	33	115			17279 [118]	SAAO	W 17.5 (20)
150110A	MAXI/GSC	WF		4527			17299 [119]	Кисловодск, SAAO	W 20.2(3600)
150123A	MAXI/GSC	WF		3297			17362 [120]	Тунка, Кисло- водск, SAAO	W 20.6 (1800)
150210A	Fermi GBM	WF	22 3444	1364 60443		07:29:40.10 +14:14:25.5	17446 [121]	Кисловодск Тунка	W 17.5
150211A	Swift, UVOT 2115	WF	39	55			17433 [122]	Тунка	P 15.5 (10)
150212A	Swift, UVOT 1811	WF	32	47			17456 [123]	Тунка	P 11.5 (140)

Таблица 20. Продолжение

GRB (1)	γ -детектор (2)	MASTER WF/VWF (3)	$\Delta T_{\text{notice(4)}}$	$\Delta T_{\text{trigger(5)}}$	m_OT (6)	OT R.A., Dec. (2000) (7)	GCN (8)	MASTER-(9)	Предел на первом кадре (10)
150222A	Swift, UVOT 96	WF	58	76			17487 [124]	Тунка	P 15.5 (10)
150301B	Swift, UVOT 85	WF	60	79	15.3	05:56:39.94 -57:58:10.0	17518 [125]	SAAO	P 16.8(10)
150309A	Swift, UVOT 140	WF	21	96			17558 [126]	Кисловодск	W 17.2 (20)
150323C	Swift, UVOT 178	WF	42	88		12:50:28 +50:11:25	17622 [127]	Тунка, Кисло- водск	P 17.6 (20)
GRB 150404 A/ trigger 49861706	Fermi GBM	WF	8	41	14.8	11:08:59.75 -69:38:18.9	17676 [128]	SAAO	W 14.8 (10)
150403A	Swift, UVOT 84	WF	20418	20434	19.2	20:46:01.14 -62:42:41.0	17680 [129]	SAAO	W 19.4(720)
150413A	Swift BAT	WF		132	16.0	12 41 41.98 +71 50 28.0	17690 [130]	Тунка	P 16.8(30)
150428A	Swift, UVOT 179	WF	24	59			17780 [131]	SAAO	P 16.5 (10)
150428C	MAXI/GSC	WF	12184	15390			17782 [132]	Амур	W 17.42015-04-28 12:40:45 UTунка.
150518A	MAXI/GSC	WF	21	3189	17.5	15:36:53.67 +16:19:36.5	17838 [133]	Кисловодск, SAAO, Тунка	W 18.5 (180)
150627A	Fermi-LAT/GBM	WF	10133	55479	19.0	07:49:53.05 -51:29:21.4	17978 [134]	SAAO	W 16.9 (180)
150702A	Fermi-LAT	WF	4575	4708			17992 [135]	SAAO	W 18.0 (60)
150710.65/Fermi trigger458235025	Fermi-GBM	WF	130	3592			18007 [136]	Тунка	W 14.5 (180)
150819A	Fermi-LAT UVOT 59510	WF	25	100			18169 [137]	SAAO	W 17.5 (20)
150902A	Swift, UVOT 148	WF, VWF		67			18234 [138]	SAAO	W 15.3 (10)
151001B	Swift, UVOT 99	WF	20	96			18380 [139], 18385	Амур	W 18.0 (20)
151021A	Swift, UVOT 304	WF	25	50	14.8	22:30:34.42 -33:11:50.3	18427 [141]	SAAO	P 16.0(10)
151022A	Swift, UVOT 304	WF	16	76			18437 [142]	Кисловодск	P 16.0(20)
151027B	Swift, UVOT 209	WF	25	156			18511 [143]	SAAO, IAC	W 17.7 (30)

Таблица 20. Продолжение

GRB (1)	γ -детектор (2)	MASTER WF/VWF (3)	$\Delta T_{\text{notice(4)}}$	$\Delta T_{\text{trigger(5)}}$	m_OT (6)	OT R.A., Dec. (2000) (7)	GCN (8)	МАСТЕР-(9)	Предел на первом кадре (10)
151107A	Swift, UVOT ∞	WF	1750	2141			18565 [144]	SAAO	W 17.2 (180)
151107B	Swift, UVOT 3144	WF	14	60			18576 [145]	IAC	W 16.8 (10)
151112A	Swift, UVOT 281	WF		19800			18591 [146]	SAAO	W 20.5 (180)
151118A	Fermi-LAT	WF	30	44			18613 [147]	Кисловодск, IAC	W 16.5 (10)
151215A	Swift, UVOT 173	WF	18	33	17.8	06:14:20.18 +35:30:57.5	18697 [148]	Кисловодск	P 17.8(10)
160104A	Swift, UVOT 85	WF	10	32	17.0	05:07:11.06 +11:19:25.4	18820 [149]	Амур, Тунка	W 17.2(10)
160117B	Swift UVOT 63	WF	19	35	17.5	08:48:46.76 -16:21:59.9	18877 [150]	Амур	W 17.0(60)
160121A	Swift, UVOT 151	WF	22	34			18913 [151]	Амур	W 15.3 (10)
160131A	Swift UVOT 78	WF		5180	15.6	05:12:40.36 -07:02:58.5	18952 [152]	Амур	W 16.7(60)
160220A	Swift, UVOT 4110	WF	22	65			19028 [153]	SAAO	W 15.5 (10)
160223B	INTEGRAL	WF		32			19069 [154]	Амур	W 15.8 (10)
160225A	Swift UVOT 839	WF	20	204			19076 [155], 19089	Амур	W 17.5 (40)
160227A	Swift, UVOT 161	WF	30	115	17.4	12:59:14.13 +78:40:44.2	19099 [157] 19116 [33]	У	W 17.6(20)
160228A	Swift UVOT 83	WF	20	40			19118 [158]	Амур	W 15.1 (10)
160401A	INTEGRAL (43ks)	WF,prompt	7	15			19252 [159]	IAC	W 16.3 (10)
160425A	Swift, UVOT 208	WF		168	18.2	18:41:18.57 -54:21:36.1	19344 [160] 19351 [161]	SAAO	P 18.0(30)
160501A	Swift, UVOT 136	WF	24	106			19367 [162]	SAAO	P 17.5 (20)
160509A	Fermi LAT (7.3 ks)	WF		15306			19425 [163]	Амур	W 18.5 (180)
160601A	Swift, UVOT 78	WF	67	81			19479 [164]	Амур, Тунка	P 17.5 (18)
160611A	Swift, UVOT 2687	WF	24	54	14.7	10:57:45 -70d 23' 40"	19525 [165]	SAAO	P 14.67
160625B	Fermi LAT (9616)	WF,prompt	12	66	9.7	20:34:23.25 +06:55:10.5	19612, 19683 [166]	IAC, Таврида	W 9.55

Таблица 20. Продолжение

GRB (1)	γ -детектор (2)	MASTER WF/VWF (3)	$\Delta T_{notice(4)}$	$\Delta T_{trigger(5)}$	m_OT (6)	OT R.A., Dec. (2000) (7)	GCN (8)	MASTER-(9)	Предел на первом кадре (10)
160709A	Fermi-LAT (∞)	WF	66	105			19678 [167], 19682 [168]	SAAO	W 18.8 (20)
160712A	Swift, UVOT 3998	WF	26	48		—	19685 [169]	SAAO	W 16.7 (10)
160714A	Swift, UVOT 1682	WF	26	50		—	19703 [170]	IAC	W 16.1 (10)
160804A	Swift, UVOT 82	WF	—	59221	20.3	14:46:31.14 +09:59:56.7	19768 [171]	SAAO	W 20.7(540)
160816A	Fermi LAT (25222)	WF	924	19665			19805 [172]	IAC	W 19.7 (180)
160821B	Swift, UVOT 76	WF	34	53		—	19838 [173]	IAC	W 16.6 (10)
160910A	Fermi GBM, LAT (196954)	VWF, prompt	15	65	11.6	14:45:46.03 +39:04:00.52	19914 [174]	SAAO, IAC	W 12.0 (65)
160925A	Fermi GBM (∞)	VF		45710			19938	SAAO	W 19.7
161007A	Swift, UVOT 133	WF	38	114		—	20009 [175]	Тунка, Кисловодск	Р 17.0 (20)
161017A	Swift, UVOT 69	WF	21	47	13.4	09:31:04.6, +43:07:35.9	20063 [176], 20075 [177]	Амур, Тунка, IAC	Р 14.5 (20)
161105A	Swift, UVOT 586	WF	27	42		—	20133 [178]	IAC	Р 16.4 (10)
161117A	Swift, UVOT 69	WF, prompt	22	31	17.0	21:28:12.53 -29:36:48.9	20195 [179]	OAFa	W 17.5 (10)
161119A	Fermi GBM	WF	8795	11978	17.8	03:22:52.81 -48:29:12.8	20201 [35]	SAAO	W 19.8 (180)
161214A	Integral	WF	17	27		—	20343 [38]	OAFa	W 16.2 (10)
161214B	Swift, UVOT 295	WF	882	900		—	20345 [39]	Кисловодск Таврида	m lim < 16.5 (180)
170111A	Swift, UVOT 112	WF	17	63		—	20427 [105]	OAFa	W 17.5 (10)
170112A	Swift, UVOT 66	WF	18	25		—	20439 [40]	OAFa	W 16.4 (10)

Комментарии.

Для всплеска GRB 151107A, зарегистрированного Swift-BAT, Swift-UVOT не наводился.

Наблюдения GRB 131127B проводились на высоте 5° над горизонтом, из-за чего одна труба MASTERa располагалась под крышей.

Для всплеска GRB141225A MASTER наводился по Fermi триггеру, пришедшему по сокетной системе алертов.

Для всплеска GRB 120118B задержка со временем наведения связана с плохими погодными условиями в Тунке и на Амуре.

Всплеск GRB160804A не пришел стандартным путем по сокету, а был опубликован в GCN, т.е. автоматическое программное обеспечение алертного наведения и обработки не участвовало в текущих наблюдениях.

Для всплеска GRB 130122A MASTER обнаружил оптический источник на пределе чувствительности ($S/N > 3\sigma$).

120811C, GRB 120907A, GRB 121011A, GRB 130122A, GRB 130907A, GRB 131030A, GRB 131125A, GRB 140103A, GRB 140108A, GRB 140129B, GRB 140206A, GRB 140304A, GRB 140311B, GRB 140512A, GRB 140629A, GRB 140801A, GRB140907A, GRB 140930B, GRB141028A, GRB 141225A, GRB 150210A, GRB 150211A, GRB 150301B, GRB 150323C, GRB 150404A/Fermi trigger 449861706, GRB 150403A, GRB 150413A, GRB 150518A, GRB 150627A, GRB 151021A, GRB 151215A, GRB 160104A, GRB 160117B, GRB 160131A, GRB 160227A, GRB 160425A, GRB 160611A, GRB 160625B, GRB 160804A, GRB 160910A, GRB 161017A, GRB 161117A, GRB 161119A. Мы приводим распределение по яркости обнаруженных оптических источников.

В больших областях локализации (Fermi, MAXI) были обнаружены оптические переменные объекты, не связанные с гамма-всплесками: для GRB141208.63/Fermi trigger 439744201, GRB 160925A, GRB 140824B/Fermi trigger 430583595, Fermi trigger 458235025, GRB 131125A, GRB 131225A, GRB 141124A, GRB 150210A.

Для тех гамма-всплесков, в области локализации которых был обнаружен оптический источник и зарегистрировано его длительное послесвечение (GRB 130907A, GRB 120811C, GRB 110801A, GRB 120404A, GRB 140129B, GRB140311B, GRB 160227A), мы представили данные фотометрии и результаты сравнения данных в оптическом (MAСТЕР), рентгеновском (Swift-XRT) и гамма- (Swift-BAT) диапазонах.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны рецензенту за ценные замечания, позволившие существенно улучшить содержание статьи. Глобальная сеть телескопов-роботов МАСТЕР (оборудование) поддержана Программой развития МГУ и МО Оптика. Работа проведена при поддержке гранта РФФИ 17-52-80133, National Research Foundation of South Africa. МАСТЕР-Тунка поддержан грантами Министерства образования и науки 2019-05-592-0001-7293, 2019-05-595-0001-2496. Работа выполнена при поддержке государственного задания № 3.9620.2017/8.БЧ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. Blinnikov, I. D. Novikov, T. Perevodchikova, and A. Polnarev, *Sov. Astron. Lett.* **10**, 177 (1984).
2. V. Lipunov, K. A. Postnov, M. Prokhorov, et al., *Astrophys. J. Lett.* **454**, L593 (1995).
3. B. Paczyński, *Astrophys. J. Lett.* **494**, L45 (1997).
4. V. M. Lipunov, K. A. Postnov, and M. E. Prokhorov. *Astron. and Astrophys.* **176**, 1 (1987).
5. B. P. Abbott, R. Abbott, T. Abbott, et al. *Astrophys. J. Lett.* **848**, L12 (2017).
6. V. Lipunov, E. S. Gorbovskoy, V. G. Kornilov, et al., *Astrophys. J. Lett.* **850**, 1L (2017).
7. B. P. Abbott, R. Abbott, T. Abbott, et al. *Nature* **551**, 85 (2017).
8. D. A. H. Buckley, I. Andreoni, and S. Barway, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Lett.* **474**, 71 (2018).
9. V. Lipunov, V. Kornilov, E. Gorbovskoy, N. Shatskij, et al., *Advances in Astronomy*, 349171, (2010).
10. A. Goldstein, P. Veres, E. Burns, et al., *Astrophys. J. Lett.* **848**, L14 (2017).
11. P. Meszaros and M. J. Rees, *Astrophys. J.* **530**, 292 (1999).
12. S. E. Woosley and A. Heger, *Astrophys. J.* **637**, 914 (2006).
13. V. Lipunov and E. Gorbovskoy, *Astrophys. J. Lett.* **665**, L97 (2007).
14. V. Lipunov and E. Gorbovskoy, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **383**, 1397 (2007).
15. C. W. Akerlof, R. L. Kehoe, T. A. McKay, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **115**, 132 (2003).
16. V. M. Lipunov, V. G. Kornilov, A. V. Krylov, et al., *Astronomy Reports* **51**, 1004 (2007).
17. E. Gorbovskoy, V. Lipunov, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **421**, 1874 (2012).
18. V. M. Lipunov, V. Kornilov, E. Gorbovskoy, N. Tiurina, et al., *Rev. Mex. Astro. Astrofis. Conf. Ser.* **48**, 42 (2016).
19. E. S. Gorbovskoy, V. M. Lipunov, D. A. H. Buckley, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **455**, 3312 (2016).
20. V. G. Kornilov, V. Lipunov, E. Gorbovskoy, et al., *Experimental Astronomy* **33**, 173 (2012).
21. V. Lipunov, V. Vladimirov, E. Gorbovskoy, et al., *Astronomy Reports* **63**, 293 (2019).
22. E. S. Gorbovskoy, V. M. Lipunov, V. G. Kornilov, et al., *Astronomy Rep.* **57**, 233 (2013).
23. E. Troja, V. Lipunov, et al., *Nature* **547**, 425 (2017).
24. V. Lipunov, J. Gorosabel, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **455**, 712 (2016).
25. V. Sadovnichy, M. Panasyuk, S. Sverilov, et al., *Astrophys. J.* **861**, 48 (2018).
26. V. M. Lipunov, V. Kornilov, E. Gorbovskoy, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Lett.* **465**, 3656 (2017).
27. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, et al., *Astrophys. J. Supp.* **225**, 8 (2016).
28. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, et al., *Astrophys. J. Lett.* **826**, 13 (2016).
29. M. J. Page, A. P. Beardmore, D. N. Burrows, N. Gehrels, et al., *GCN Circular* 15183, 1 (2013).
30. E. Gorbovskoy, et al., *GCN Circular* 15184, 1 (2013).
31. B. N. Barlow, S. D. Barthelmy, W. H. Baumgartner, D. Grupe et al. *GCN Circular* 13622, 1 (2012).
32. K. Ivanov et al., *GCN Circular* 13635, 1 (2012).
33. A. V. Parhomenko, A. Tlatov, D. Dormidontov et al. *GCN Circular* 12238, 1 (2011).
34. G. Stratta et al., *GCN Circular*, 13208, 1 (2012).
35. V. Lipunov et al., *GCN Circular*, 20201, 1 (2016).
36. S. D. Barthelmy, *AIP Conference Proceedings*, **428**, 129 (1998).

37. *S. D. Barthelmy et al.*, AIP Conference Proceedings, **428**, 99 (1998), doi:10.1063/1.55426.
38. *D. Vlasenko et al.*, GCN Circular, 20343, 1 (2016).
39. *D. Vlasenko et al.*, GCN Circular, 20345, 1 (2016).
40. *V. Lipunov et al.*, GCN Circular 12818, 1 (2012).
41. *V. Lipunov et al.*, GCN Circular 12835, 1 (2012).
42. *O. Gress et al.*, GCN Circular 12853, 1 (2012).
43. *V. Yurkov et al.*, GCN Circular 13210, 1 (2012).
44. *E. E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 13230, 1 (2012).
45. *C. C. Thoené, A. de Ugarte Postigo, J. Gorosabel et al.*, GCN Circular, 13628, 1 (2012).
46. *E. Gorbovskoy et al.* GCN Circular 13718, 1 (2012).
47. *V. V. Yurkov et al.*, GCN Circular 13848, 1 (2012).
48. *E. E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 13854, 1 (2012).
49. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 14132, 1 (2013).
50. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 14142, 1 (2013).
51. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 14238, 1 (2013).
52. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 14239, 1 (2013).
53. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 14269, 1 (2013).
54. *V. V. Yurkov et al.*, GCN Circular 14412, 1 (2013).
55. *H. Levato et al.*, GCN Circular 14501, 1 (2013).
56. *E. E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 14548, 1 (2013).
57. *K. Ivanov et al.*, GCN Circular 14629, 1 (2013).
58. *K. Ivanov et al.*, GCN Circular 14644, 1 (2013).
59. *M. Pruzhinskaya et al.*, GCN Circular 14770, 1 (2013).
60. *V. V. Yurkov et al.*, GCN Circular 14929, 1 (2013).
61. *H. Levato et al.*, GCN Circular 14970, 1 (2013).
62. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 18673, 1 (2013).
63. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 15176, 1 (2013).
64. *K. Ivanov et al.*, GCN Circular 12811, 1 (2012).
65. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 15220, 1 (2013).
66. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 15390, 1 (2013).
67. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 15405, 1 (2013).
68. *V. Yurkov et al.*, GCN Circular 15429, 1 (2013).
69. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 15553, 1 (2013).
70. *K. Ivanov et al.*, GCN Circular 15517, 1 (2013).
71. *K. Ivanov et al.*, GCN Circular 15534, 1 (2013).
72. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 15536, 1 (2013).
73. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 15608, 1 (2013).
74. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 15614, 1 (2013).
75. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 15660, 1 (2014).
76. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 15746, 1 (2014).
77. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 15712, 1 (2014).
78. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 15701, 1 (2014).
79. *K. Ivanov et al.*, GCN Circular 15766, 1 (2014).
80. *V. Yurkov et al.*, GCN Circular 15788, 1 (2014).
81. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular 15871, 1 (2014).
82. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 15914, 1 (2014).
83. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 15932, 1 (2014).
84. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 15946, 1 (2014).
85. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 15948, 1 (2014).
86. *K. Ivanov et al.*, GCN Circular, 15960, 1 (2014).
87. *V. Yurkov et al.*, GCN Circular, 15981, 1 (2014).
88. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 15983, 1 (2014).
89. *V. Yurkov et al.*, GCN Circular, 16009, 1 (2014).
90. *K. Ivanov et al.*, GCN Circular, 16043, 1 (2014).
91. *V. Yurkov et al.*, GCN Circular, 16074, 1 (2014).
92. *A. S. Moskvitin et al.*, GCN Circular, 16228, 1 (2014).
93. *K. Ivanov et al.*, GCN Circular, 16248, 1 (2014).
94. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 16250, 1 (2014).
95. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 16307, 1 (2014).
96. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 16288, 1 (2014).
97. *V. Yurkov et al.*, GCN Circular, 16478, 1 (2014).
98. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 16500, 1 (2014).
99. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 16507, 1 (2014).
100. *K. Ivanov et al.*, GCN Circular, 16552, 1 (2014).
101. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 16629, 1 (2014).
102. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 16653, 1 (2014).
103. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 16688, 1 (2014).
104. *N. Tyurina et al.*, GCN Circular, 16740, 1 (2014).
105. *R. Podesta et al.*, GCN Circular, 20427, 1 (2017).
106. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 16806, 1 (2014).
107. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 16871, 1 (2014).
108. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 16858, 1 (2014).
109. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 16875, 1 (2014).
110. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 16957, 1 (2014).
111. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 16972, 1 (2014).
112. *K. Ivanov et al.*, GCN Circular, 16999, 1 (2014).
113. *K. Ivanov et al.*, GCN Circular, 17095, 1 (2014).
114. *V. Vladimirov et al.*, GCN Circular, 17154, 1 (2014).
115. *O. Gres et al.*, GCN Circular, 17162, 1 (2014).
116. *D. A. H. Buckley et al.*, GCN Circular, 17237, 1 (2014).
117. *D. A. H. Buckley et al.*, GCN Circular, 17245, 1 (2015).
118. *D. A. H. Buckley et al.*, GCN Circular, 17279, 1 (2015).
119. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 17299, 1 (2015).
120. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 17362, 1 (2015).
121. *O. Gres et al.*, GCN Circular, 17446, 1 (2015).
122. *K. Ivanov et al.*, GCN Circular, 17433, 1 (2015).
123. *K. Ivanov et al.*, GCN Circular, 17456, 1 (2015).
124. *K. Ivanov et al.*, GCN Circular, 17487, 1 (2015).
125. *D. A. H. Buckley et al.*, GCN Circular, 17518, 1 (2015).
126. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 17558, 1 (2015).
127. *K. Ivanov et al.*, GCN Circular, 17622, 1 (2015).
128. *N. Tyurina et al.*, GCN Circular, 17676, 1 (2015).
129. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 17680, 1 (2015).
130. *N. Tyurina et al.*, GCN Circular, 17690, 1 (2015).
131. *D. A. H. Buckley et al.*, GCN Circular, 17780, 1 (2015).
132. *V. Yurkov et al.*, GCN Circular, 17782, 1 (2015).
133. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 17838, 1 (2015).
134. *V. Lipunov et al.*, GCN Circular, 17978, 1 (2015).
135. *D. A. H. Buckley et al.*, GCN Circular, 17992, 1 (2015).
136. *N. Tyurina et al.*, GCN Circular, 18007, 1 (2015).
137. *R. Rebolo et al.*, GCN Circular, 18169, 1 (2015).
138. *D. A. H. Buckley et al.*, GCN Circular, 18234, 1 (2015).
139. *V. Yurkov et al.*, GCN Circular, 18380, 1 (2015).
140. *R. Podesta et al.*, GCN Circular, 20439, 1 (2017).
141. *V. Lipunov et al.*, GCN Circular, 18427, 1 (2015).
142. *V. Krushinski V. et al.*, GCN Circular, 18437, 1 (2015).
143. *D. A. H. Buckley et al.*, GCN Circular, 18511, 1 (2015).

144. *D. A. H. Buckley et al.*, GCN Circular, 18565, 1 (2015).
145. *R. Rebolo et al.*, GCN Circular, 18576, 1 (2015).
146. *D. A. H. Buckley et al.*, GCN Circular, 18591, 1 (2015).
147. *V. Lipunov et al.*, GCN Circular, 18613, 1 (2015).
148. *R. Rebolo et al.*, GCN Circular, 18697, 1 (2015).
149. *V. Yurkov et al.*, GCN Circular, 18820, 1 (2016).
150. *V. Yurkov et al.*, GCN Circular, 18877, 1 (2016).
151. *V. Yurkov et al.*, GCN Circular, 18913, 1 (2016).
152. *V. Yurkov et al.*, GCN Circular, 18952, 1 (2016).
153. *D. A. H. Buckley et al.*, GCN Circular, 19028, 1 (2016).
154. *A. Gabovich et al.*, GCN Circular, 19069, 1 (2016).
155. *A. Gabovich et al.*, GCN Circular, 19076, 1 (2016).
156. *R. Podesta et al.*, GCN Circular, 20439, 1 (2017).
157. *E. Gorbovskoy et al.*, GCN Circular, 19099, 1 (2016).
158. *A. Gabovich et al.*, GCN Circular, 19118, 1 (2016).
159. *R. Rebolo et al.*, GCN Circular, 19252, 1 (2016).
160. *V. Lipunov et al.*, GCN Circular, 19344, 1 (2016).
161. *P. Balanutsa et al.*, GCN Circular, 19351, 1 (2016).
162. *V. Lipunov et al.*, GCN Circular, 19367, 1 (2016).
163. *V. Yurkov et al.*, GCN Circular, 19425, 1 (2016).
164. *A. Gabovich et al.*, GCN Circular, 19479, 1 (2016).
165. *V. Lipunov et al.*, GCN Circular, 19525, 1 (2016).
166. *V. Lipunov et al.*, GCN Circular, 19683, 1 (2016).
167. *V. Lipunov et al.*, GCN Circular, 19678, 1 (2016).
168. *V. Lipunov et al.*, GCN Circular, 19682, 1 (2016).
169. *D. A. H. Buckley et al.*, GCN Circular, 19685, 1 (2016).
170. *A. Kuznetsov et al.*, GCN Circular, 19703, 1 (2016).
171. *N. Tyurina et al.*, GCN Circular, 19768, 1 (2016).
172. *V. Lipunov et al.*, GCN Circular, 19805, 1 (2016).
173. *R. Rebolo et al.*, GCN Circular, 19838, 1 (2016).
174. *V. Lipunov et al.*, GCN Circular, 19914, 1 (2016).
175. *K. Ivanov et al.*, GCN Circular, 20009, 1 (2016).
176. *V. Yurkov et al.*, GCN Circular, 20063, 1 (2016).
177. *V.A. Sadovnichy et al.*, GCN Circular, 20075, 1 (2016).
178. *V. Lipunov et al.*, GCN Circular, 20133, 1 (2016).
179. *R. Podesta et al.*, GCN Circular, 20195, 1 (2016).

УДК 524.3-17

ОБ ОДНОМ ЭФФЕКТЕ ВЛИЯНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ НА ОБОЛОЧКИ ГОРЯЧИХ ЮПИТЕРОВ

© 2020 г. А. Г. Жилкин^{1, *}, Д. В. Бисикало¹, П. В. Кайгородов¹

¹ Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: zhilkin@inasan.ru

Поступила в редакцию 21.09.2019 г.

После доработки 22.10.2019 г.

Принята к публикации 22.10.2019 г.

В настоящее время считается установленным, что горячие юпитеры имеют протяженные газовые (ионосферные) оболочки, простирающиеся далеко за пределы полости Роша. Оболочки слабо связаны с планетой и подвержены сильному влиянию со стороны флуктуаций звездного ветра. Также горячие юпитеры находятся близко к родительской звезде и поэтому магнитное поле звездного ветра является важным фактором, определяющим структуру их магнитосфер. При этом для типичного горячего юпитера скорость обтекания атмосферы плазмой звездного ветра близка к альфвеновской скорости. Это должно приводить к тому, что флуктуации параметров звездного ветра (плотность, скорость, магнитное поле) могут влиять на условия формирования головной ударной волны вокруг горячего юпитера – переводить течение из субальфвеновского в сверхальфвеновский режим и обратно. В работе по результатам трехмерного численного МГД моделирования подтверждено, что в оболочке горячего юпитера, находящегося вблизи альфвеновской точки звездного ветра, под воздействием коронального выброса массы может происходить как исчезновение, так и появление отошедшей ударной волны. В работе также показано, что этот эффект может оказывать влияние на наблюдательные проявления горячего юпитера, в том числе на поток излучения в жесткой области спектра.

DOI: 10.31857/S000462992002005X

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее актуальных задач современной астрофизики является изучение механизмов потери массы горячими юпитерами. Горячие юпитеры представляют собой экзопланеты с массой порядка массы Юпитера, орбиты которых расположены в непосредственной близости от родительской звезды [1]. Первый горячий юпитер был открыт в 1995 г. [2]. Близкое расположение к родительской звезде и относительно большие размеры горячих юпитеров могут приводить к выходу атмосферы за пределы полости Роша и формированию протяженной газовой оболочки. Этот процесс сопровождается формированием истечений из окрестностей точек Лагранжа L_1 и L_2 [3, 4]. На существование таких истечений косвенно указывает избыточное поглощение в ближнем ультрафиолетовом диапазоне, наблюдаемое у некоторых планет [5–10]. Эти выводы также подтверждаются теоретическими расчетами в рамках одномерных астрономических моделей [1, 11–14].

Структура газовых оболочек горячих юпитеров с помощью трехмерного численного моделирования исследовалась в серии работ (см., напр. [15–22]). Было показано, что в зависимости от па-

раметров модели у горячих юпитеров могут формироваться газовые оболочки трех основных типов. В случае замкнутых оболочек атмосфера планеты полностью располагается внутри ее полости Роша. В случае, когда динамическое давление звездного ветра останавливает истечение из окрестности точки L_1 за пределами полости Роша, формируются квазизамкнутые оболочки. Открытые оболочки формируются истечениями из точек Лагранжа L_1 и L_2 в случае, когда динамического давления звездного ветра недостаточно для их остановки. Величина темпа потери массы существенно зависит от типа формирующейся газовой оболочки.

В работах [23, 24] были представлены результаты трехмерного численного моделирования структуры течения в окрестности горячего юпитера WASP 12b с учетом влияния собственного магнитного поля планеты. Расчеты показали, что наличие магнитного поля планеты может приводить к дополнительному ослаблению темпа потери массы по сравнению с чисто газодинамическим случаем. Анализ, проведенный в работе [25], показал, что очень важным фактором является магнитное поле звездного ветра, поскольку

многие горячие юпитеры располагаются в субальфвеновской зоне звездного ветра, где магнитное давление превышает динамическое давление. В этом случае процесс обтекания может иметь безударный характер [26]. В работе [25] также показано, что абсолютное большинство горячих юпитеров находится вблизи границы, разделяющей системы с субальфвеновским и сверхальфвеновским режимами течения.

Различные возмущения звездного ветра могут приводить к существенным изменениям структуры газовой оболочки горячих юпитеров и, следовательно, к вариациям темпа потери массы. Наиболее значительные возмущения ветра возникают из-за гигантских выбросов вещества из короны звезды – корональные выбросы массы (КВМ). В работах [17, 18, 27] с помощью трехмерного численного моделирования было показано, что даже в случае типичного солнечного КВМ внешние части несимметричной газовой оболочки горячего юпитера, находящиеся за пределами его полости Роша, могут быть сорваны и унесены в межпланетную среду. Это приводит к резкому увеличению темпа потери массы горячего юпитера в момент прохождения по нему КВМ.

В данной работе рассмотрены некоторые интересные особенности взаимодействия КВМ с магнитосферой горячего юпитера, обусловленные влиянием магнитного поля звездного ветра. Основное внимание уделено процессам формирования и исчезновения головной ударной волны в оболочке горячего юпитера, находящегося вблизи альфвеновской точки звездного ветра, вследствие изменений магнитного поля звездного ветра в ходе КВМ. Структура статьи организована следующим образом. В разделе 2 описана простая модель КВМ, учитывающая магнитное поле. В разделе 3 проведен анализ возможных эффектов, связанных с воздействием КВМ на магнитосферу горячего юпитера. В разделе 4 обсуждаются основные выводы.

2. МГД МОДЕЛЬ КВМ

За основу численной модели звездного ветра во время прохождения в окрестности планеты КВМ возьмем результаты измерений параметров солнечного ветра на орбите Земли, полученные с помощью космических аппаратов ACE, WIND, SOHO в мае 1998 г. во время соответствующего события [28]. Усредненные значения этих параметров приведены в табл. 1.

Процесс прохождения КВМ можно разделить на четыре отдельные фазы. Первая фаза соответствует состоянию невозмущенного солнечного ветра. Вторая фаза начинается с прохождения фронта МГД ударной волны и характеризуется увеличением плотности n по отношению к невоз-

Таблица 1. Параметры звездного ветра во время прохождения КВМ

Фаза	1	2	3	4
Длительность, час	–	8.5	13	22
n/n_w	1	4	0.6	10
T/T_w	1	5.07	0.79	0.30
v/v_w	1	1.33	1.44	1.11
B/B_w	1	2.25	1.75	1.13
λ/λ_w	1	1.18	0.63	3.11

Примечание. Приведены плотность n/n_w , температура T/T_w , скорость v/v_w , магнитное поле B/B_w и альфвеновское число Маха λ/λ_w .

мушенному значению n_w примерно в 4 раза. Скорость при этом увеличивается в 1.3 раза. За фронтом ударной волны величина индукции магнитного поля возрастает в 2.25 раз. За ударной волной следует слой нагребенного вещества. Продолжительность этой фазы составляет примерно 8.5 часов. Третья фаза (ранний КВМ) начинается с прохождения тангенциального МГД разрыва, который распространяется вслед за ударной волной. Плотность при этом падает примерно в 2 раза по сравнению с невозмущенным значением. Продолжительность этой фазы составляет 13 часов. Наконец, четвертая фаза (поздний КВМ) отличается резким увеличением плотности (примерно в 10 раз по отношению к невозмущенному ветру). Однако при этом данная фаза не имеет четко выраженной границы и, по-видимому, ее начало не связано с прохождением какого-либо разрыва. Длительность этой фазы составляет около 22 часов. После этого параметры ветра возвращаются к исходным значениям.

Реальную структуру солнечного ветра, полученную по данным с космических аппаратов на конец июня 2019 г., демонстрирует рис. 1. На рисунке показаны текущие положения всех внутренних планет (включая Марс), избранные магнитные силовые линии, а также конфигурация токового слоя, разделяющего два сектора солнечного ветра с различной полярностью гелиосферного магнитного поля. В это время в солнечном ветре наблюдалось прохождение КВМ, конус которого указан на левой панели рис. 1. Выброс был направлен в сторону Венеры, что привело к его взаимодействию с ионосферной оболочкой этой планеты. При этом угол при вершине конуса выброса составлял примерно 27° .

Для описания процесса прохождения КВМ в окрестности планеты введем зависящие от времени факторы $f_q(t)$ – временные профили КВМ, которые определяют возмущения исходных параметров звездного ветра в точке наблюдения.

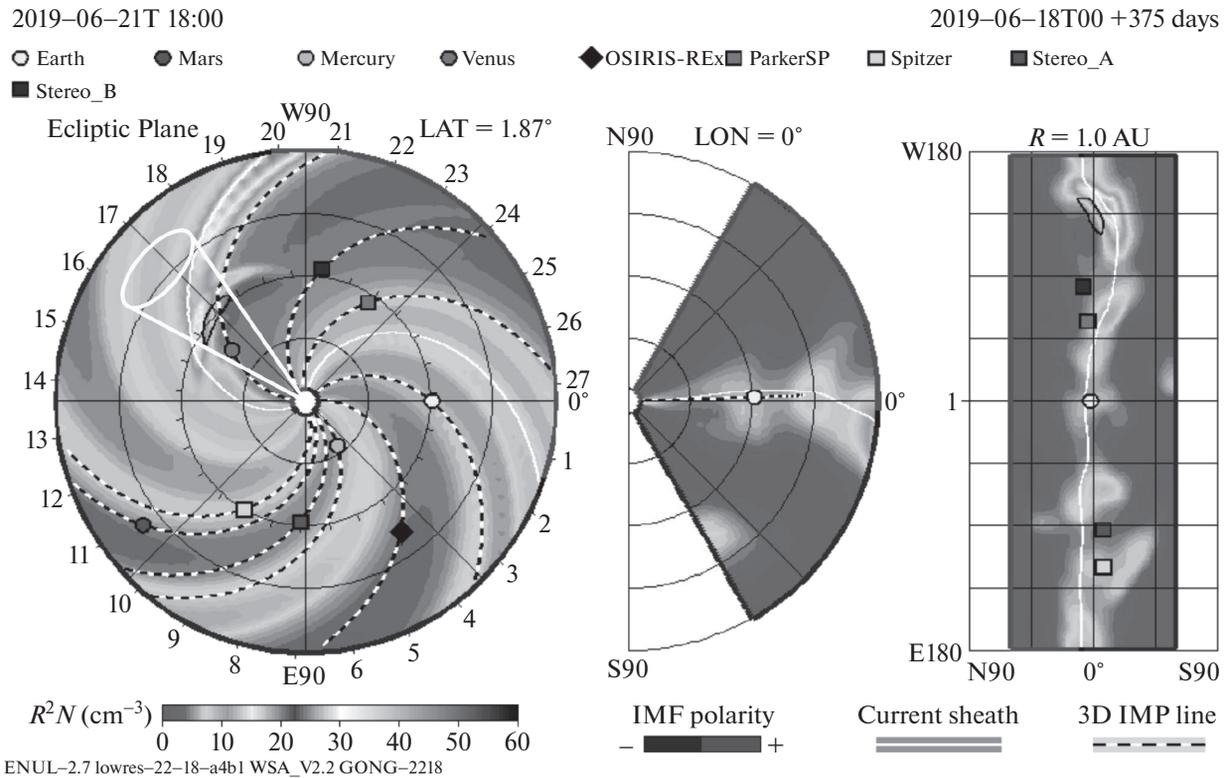


Рис. 1. Структура солнечного ветра на конец июня 2019 г. по данным космических аппаратов. Показаны положения внутренних планет, магнитные силовые линии, а также конфигурация токового слоя. Показан конус КВМ, прошедший в окрестности Венеры. Взято с сайта <https://ccmc.gsfc.nasa.gov/iswa>.

Иными словами, для некоторого параметра q , описывающего состояние звездного ветра, можно написать следующее выражение:

$$q(\vec{r}, t) = f_q(t)q_w(\vec{r}). \quad (1)$$

Здесь $q_w(\vec{r})$ описывает невозмущенное стационарное состояние ветра в данной точке \vec{r} , а $q(\vec{r}, t)$ соответствует состоянию ветра, возмущенному в результате прохождения КВМ. Функции $f_q(t)$, описывающие временной профиль КВМ в окрестности планеты, для всех величин (плотность n , температура T , скорость v и магнитное поле B) соответствуют параметрам, приведенным в табл. 1.

Будем считать, что вещество КВМ, из которого он состоит, движется от звезды внутри некоторого конуса [27]. Соответствующая картина течения схематически показана на рис. 2. Угол при вершине конуса α , а также его ориентация в пространстве, которая определяется углами θ и ϕ в сферической системе координат, являются параметрами модели. Процесс взаимодействия газовой оболочки планеты типа горячего юпитера с веществом звездного ветра родительской звезды с учетом КВМ можно описывать на основе соотношения (1). Для этого необходимо предварительно

определить участки границы расчетной области, пересекающиеся с конусом выброса. На этих участках соотношения (1) должны использоваться для задания нестационарных граничных условий. Для определения фазы выброса в различных точках пространства, находящихся на разных расстояниях от звезды, необходимо иметь информацию о скорости КВМ, которая в экспериментальных данных отсутствует. Поэтому в качестве этой скорости в численных расчетах можно приближенно использовать скорость газа в данной фазе КВМ. Подчеркнем, что возмущения параметров звездного ветра включают как чисто гидродинамические величины (плотность, скорость, температура), так и магнитное поле. Поэтому соотношения (1) остаются справедливыми и в случае МГД моделирования.

Чтобы определить, попадает ли данная точка пространства, радиус-вектор которой равен \vec{r} , в область конуса КВМ, введем единичный вектор \vec{a} вдоль оси конуса. Его компоненты в декартовой системе координат могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} a_x &= \sin \theta \cos \phi, \\ a_y &= \sin \theta \sin \phi, \\ a_z &= \cos \theta. \end{aligned} \quad (2)$$

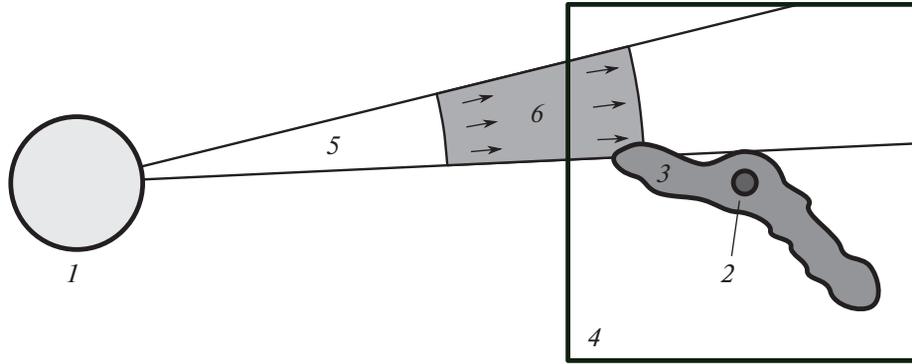


Рис. 2. Модель коронального выброса массы. Цифрами обозначены: 1 – звезда, 2 – планета, 3 – газовая оболочка планеты, 4 – расчетная область, 5 – конус выброса, 6 – область пространственной локализации выброса.

Тогда угол β между осью конуса и направлением из вершины конуса на точку наблюдения определяется соотношением

$$\cos \beta = \vec{a} \cdot \vec{n}, \quad (3)$$

где вектор $\vec{n} = \vec{r}/r$. Точка наблюдения оказывается внутри конуса КВМ, если выполняется условие

$$\cos \beta > \cos(\alpha/2). \quad (4)$$

В неинерциальной системе отсчета, связанной с движущейся по орбите планете, в этих соотношениях нужно учесть, что азимутальный угол ϕ ориентации выброса изменяется со временем по закону

$$\phi = \phi_0 - \Omega(t - t_0), \quad (5)$$

где Ω – угловая скорость орбитального вращения планеты, t_0 – некоторый начальный момент времени, а ϕ_0 – соответствующая начальная фаза. В качестве t_0 можно выбирать, например, момент входа выброса в расчетную область.

Следует отметить, что временные профили $f_q(t)$ могут иметь и более общий вид [18]. Даже для Солнца интенсивности КВМ могут сильно варьироваться. Для родительских звезд горячих юпитеров эти вариации могут проявляться еще сильнее. В рамках описанной модели при более общем подходе в функциях $f_q(t)$ можно варьировать как относительные изменения параметров в фазах, так и продолжительности самих фаз. Кроме того, вместо кусочно-постоянных функций можно использовать, например, кусочно-линейные функции. В этом случае можно описывать КВМ различных типов, соответствующих медленным, средним [29] и быстрым [30] КВМ.

Заметим также, что параметры КВМ, представленные в табл. 1, зарегистрированы вблизи орбиты Земли, где ударная волна, определяющая начало первой фазы, является почти чисто газодинамической. Это обусловлено тем, что магнит-

ное поле солнечного ветра в этой области является слабым. В субальфвеновской зоне солнечного ветра ударная волна на передней границе КВМ является быстрой МГД ударной волной. Поэтому ее параметры (в частности, скорость распространения ее фронта) могут заметно отличаться от параметров соответствующей чисто газодинамической ударной волны.

3. ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ КВМ ВБЛИЗИ ГОРЯЧИХ ЮПИТЕРОВ

Анализ, проведенный в работе [25], позволил сделать вывод о том, что в окрестности практически всех известных на сегодняшний день горячих юпитеров скорость звездного ветра оказывается близкой к альфвеновской скорости. При этом многие из них могут оказываться даже в субальфвеновской зоне, в которой магнитное давление звездного ветра превышает его динамическое давление. Это означает, что при исследовании процесса обтекания звездным ветром ионосферной оболочки горячего юпитера магнитное поле ветра является важным фактором, учет которого совершенно необходим, как при построении теоретических моделей, так и при интерпретации наблюдательных данных.

Поскольку альфвеновская скорость не превышает быструю магнитозвуковую скорость, то для горячих юпитеров, орбиты которых расположены в субальфвеновской зоне, скорость ветра оказывается меньше быстрой магнитозвуковой скорости. В чистой газодинамике такой случай соответствует дозвуковому обтеканию тела, при котором головная ударная волна не формируется. Аналогичная ситуация реализуется и в магнитной гидродинамике. Это означает, что обтекание звездным ветром горячего юпитера, расположенного в субальфвеновской зоне, должно быть безударным [26].

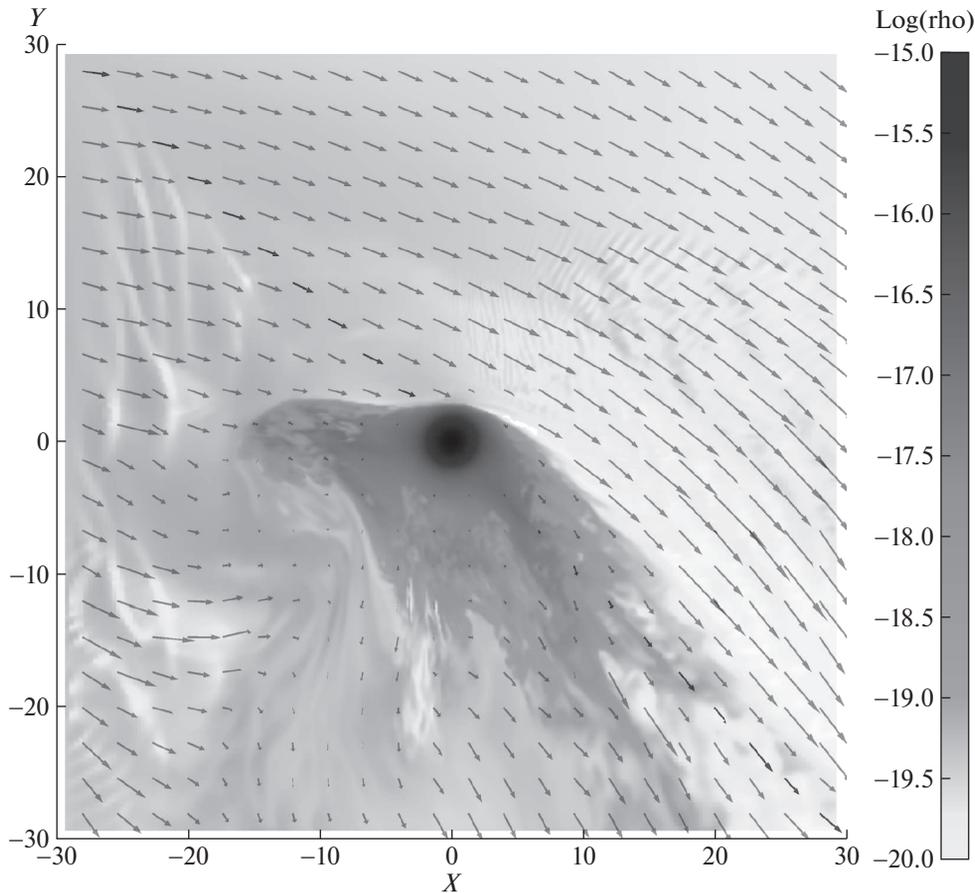


Рис. 3. Распределение плотности и скорости в плоскости орбиты горячего юпитера при доальфвенковском режиме течения. Решение представлено на момент времени $0.26P_{\text{orb}}$ от начала счета.

На рис. 3–6 представлены результаты трехмерного численного моделирования структуры течения в окрестности горячего юпитера HD 209458b [31]. Для расчетов использовалась численная модель, описанная в работе [25]. Основные параметры модели соответствовали значениям, использованным в наших предыдущих работах (см., напр., [15]). Родительская звезда HD 209458 спектрального класса G0 имеет массу $M_s = 1.15M_{\odot}$ и радиус $R_s = 1.2 R_{\odot}$. Собственное вращение звезды характеризуется периодом $P_{\text{rot}} = 14.4^d$, что соответствует угловой скорости $\Omega_s = 5.05 \times 10^{-6} \text{ c}^{-1}$ или линейной скорости на экваторе $v_{\text{rot}} = 4.2 \text{ км/с}$. Планета имеет массу $M_p = 0.71M_{\text{Jup}}$ и фотометрический радиус $R_p = 1.38R_{\text{Jup}}$, где M_{Jup} и R_{Jup} – масса и радиус Юпитера. Большая полуось орбиты планеты $A = 10.2R_{\odot}$, что соответствует периоду обращения вокруг звезды $P_{\text{orb}} = 84.6$ часов.

В начальный момент времени вокруг планеты задавалась сферически-симметричная изотермическая атмосфера, распределение плотности в ко-

торой определялось из условия гидростатического равновесия. Радиус атмосферы определялся из условия равновесия по давлению с веществом звездного ветра. Температура атмосферы задавалась равной $T_{\text{atm}} = 7500 \text{ К}$, а концентрация частиц на фотометрическом радиусе $n_{\text{atm}} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

В качестве параметров звездного ветра были использованы соответствующие значения для солнечного ветра на расстоянии $10.2R_{\odot}$ от центра Солнца [32]: температура $T_w = 7.3 \times 10^5 \text{ К}$, скорость $v_w = 100 \text{ км/с}$, концентрация $n_w = 10^4 \text{ см}^{-3}$. Магнитное поле ветра задавалось по формулам, приведенным в работе [25]. Среднее магнитное поле на поверхности звезды задавалось равным $B_s = 0.5 \text{ Гс}$ (сильное поле, рис. 3 и 4) и $B_s = 0.01 \text{ Гс}$ (слабое поле, рис. 5 и 6). С учетом того, что радиус звезды немного превышает радиус Солнца, величина 0.5 Гс практически соответствует среднему магнитному полю на поверхности Солнца 1 Гс , если сравнивать соответствующие магнитные моменты звезд.

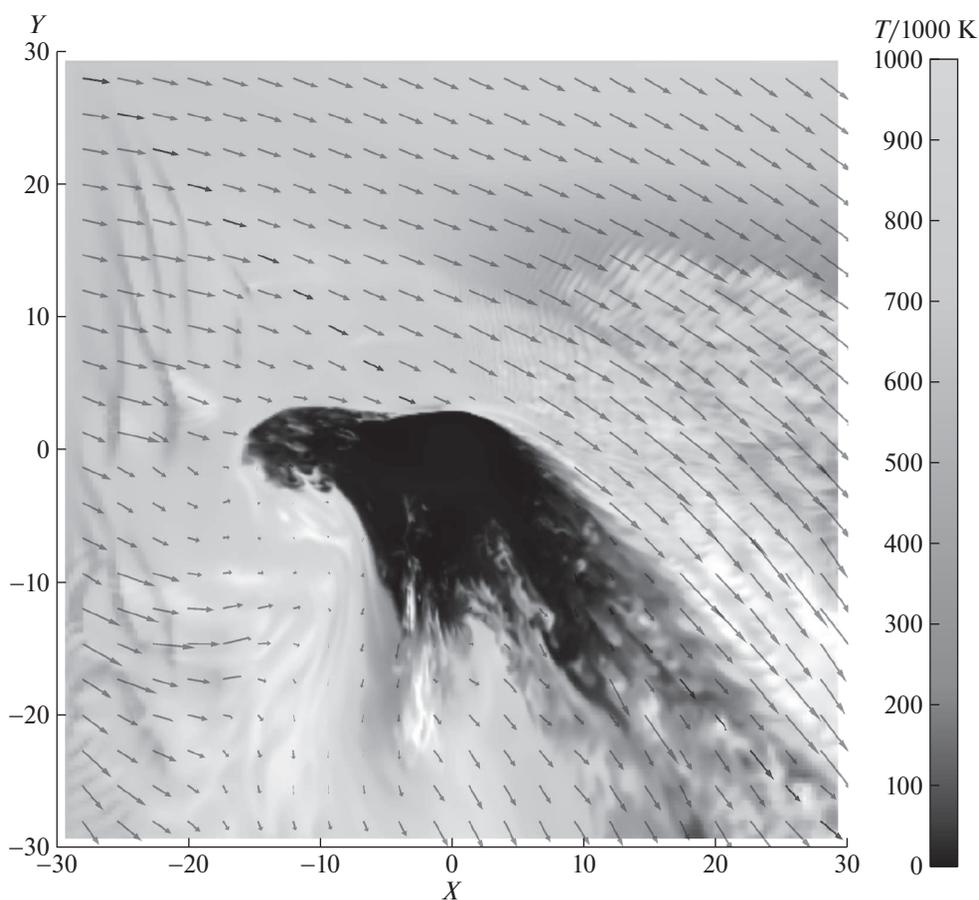


Рис. 4. Распределение температуры и скорости в плоскости орбиты горячего юпитера при доальфвенском режиме течения. Решение представлено на момент времени $0.26P_{\text{orb}}$ от начала счета.

В численной модели мы учитывали также и собственное магнитное поле планеты. При этом мы предполагали, что значение магнитного момента горячего юпитера HD 209458b $\mu = 0.1\mu_{\text{Jup}}$, где $\mu_{\text{Jup}} = 1.53 \times 10^{30}$ Гс см³ – магнитный момент Юпитера. Это значение согласуется как с наблюдательными [33], так и с теоретическими [34] оценками. В модели предполагалось, что собственное вращение планеты является синхронизованным с орбитальным вращением, а ось собственного вращения коллинеарна оси орбитального вращения.

Вычисления проводились до момента $t = 0.26P_{\text{orb}}$ в случае сильного магнитного поля ветра (рис. 3, 4) и $t = 0.27P_{\text{orb}}$ в случае слабого магнитного поля ветра (рис. 5, 6).

Как видно из рис. 3 и 4, процесс взаимодействия звездного ветра с ионосферной оболочкой планеты в случае сильного магнитного поля носит безударный характер. Отошедшая ударная волна не формируется ни вокруг атмосферы планеты, ни вокруг выброшенного из точки L_1 веще-

ства. Это хорошо видно как по распределению плотности, так и температуры. Магнитное поле ветра оказывается настолько сильным, что оно препятствует свободному движению плазмы в поперечном к силовым линиям направлении. Поэтому выброшенное вещество движется в сторону звезды преимущественно вдоль магнитных силовых линий поля ветра. Следовательно, можно сказать, что в данном процессе электромагнитная сила, обусловленная магнитным полем ветра, играет важную роль, сравнимую с ролью гравитации звезды, центробежной силы и силы Кориолиса.

В противоположность этому во второй модели (слабое магнитное поле) в результате взаимодействия звездного ветра с ионосферной оболочкой планеты формируется отошедшая ударная волна. Это хорошо заметно на рис. 5 и 6. При этом можно утверждать, что она состоит из нескольких пересекающихся ударных волн, одна из которых возникает при взаимодействии ветра с веществом струи из внутренней точки Лагранжа L_1 , а остальные – непосредственно с атмосферой планеты и

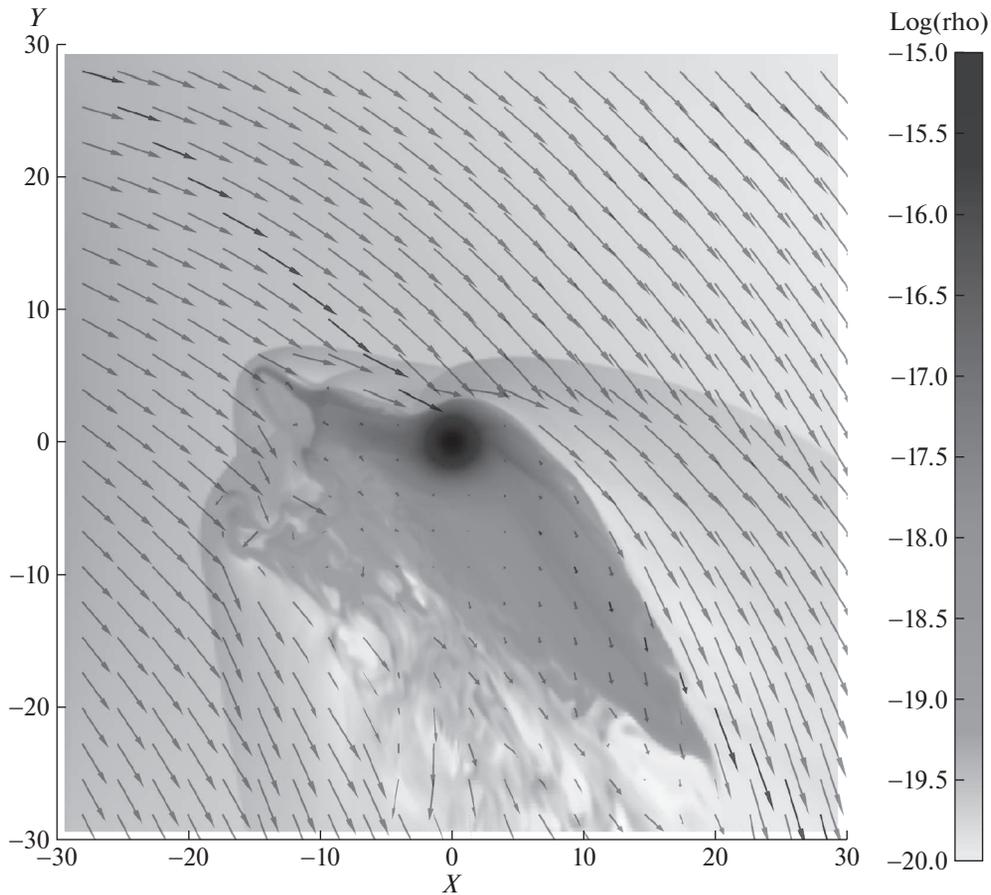


Рис. 5. Распределение плотности и скорости в плоскости орбиты горячего юпитера при сверхальфвеновском режиме течения. Решение представлено на момент времени $0.27P_{\text{orb}}$ от начала счета.

шлейфом вещества за ней. Внутри полости Роша планеты магнитное поле сохраняет дипольную структуру. Поскольку в данном варианте магнитное поле звездного ветра является слабым и не играет какой-либо существенной динамической роли, картина течения в оболочке близка к чисто газодинамическому случаю.

Таким образом, на основе проведенных численных расчетов, результаты которых представлены на рис. 3–6, можно сделать вывод о том, что уменьшение магнитного поля ветра действительно приводит к формированию отошедшей ударной волны. Поскольку горячие юпитеры располагаются вблизи альфвеновской точки звездного ветра, это, в частности, означает, что даже относительно небольшие флуктуации в обтекающем потоке могут приводить к исчезновению или, наоборот, к появлению ударных волн вокруг планеты.

Рассмотрим теперь МГД особенности процесса взаимодействия КВМ с ионосферной оболочкой горячего юпитера. В табл. 1 в последней стро-

ке приведены изменения значения альфвеновского числа Маха,

$$\frac{\lambda}{\lambda_w} = \sqrt{\frac{n}{n_w} \frac{v}{v_w} \frac{B_w}{B}}, \quad (6)$$

на различных фазах прохождения КВМ. Как видно из таблицы, величина λ меняется немонотонным образом. На первой фазе λ немного превышает невозмущенное значение λ_w , на второй фазе λ становится меньше невозмущенного значения λ_w , на третьей фазе λ снова резко увеличивается и более, чем в три раза превышает невозмущенное значение λ_w .

Если планета находится глубоко в субальфвенновской зоне или, наоборот, далеко в сверхальфвенновской зоне, характер обтекания во время прохождения КВМ не изменится. При сильном поле ветра он будет иметь безударный характер, как в результатах, приведенных на рис. 3 и 4. В случае, когда поле ветра слабое, весь процесс от начала и до конца будет сопровождаться формированием отошедших ударных волн, как в расче-

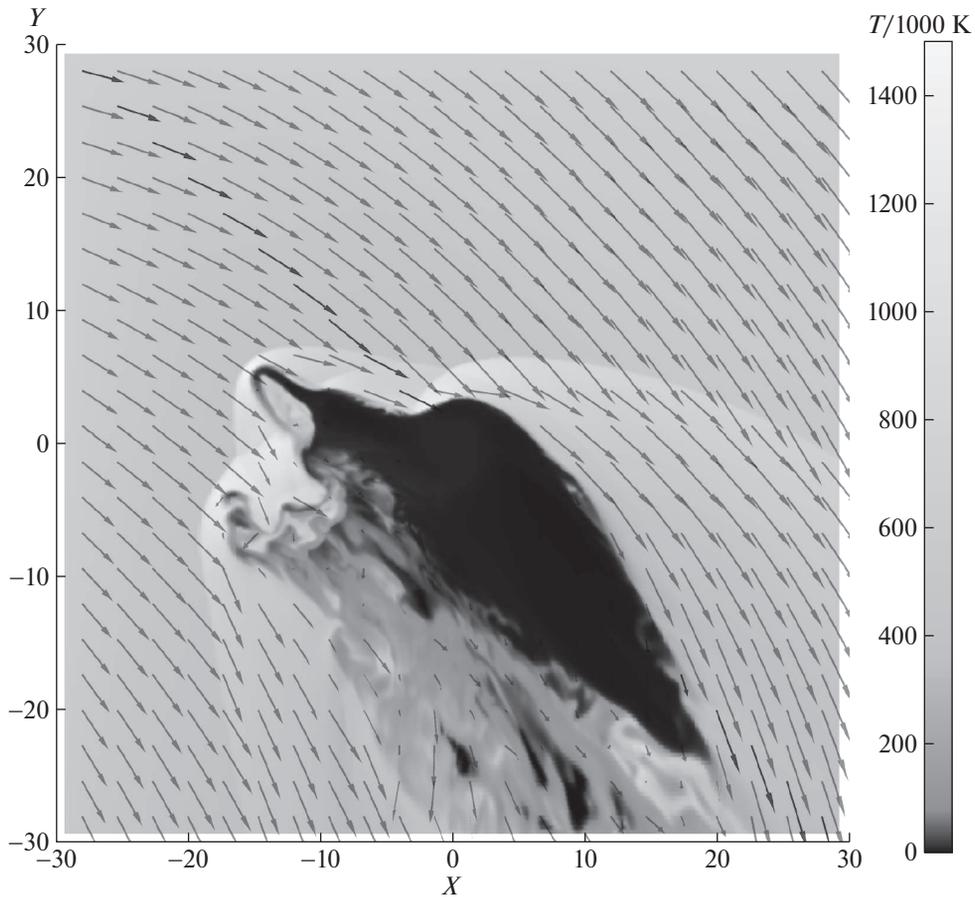


Рис. 6. Распределение температуры и скорости в плоскости орбиты горячего юпитера при сверхальфвенском режиме течения. Решение представлено на момент времени $0.27P_{\text{orb}}$ от начала счета.

те, показанном на рис. 5 и 6, и как это наблюдалось в чисто газодинамических расчетах [17, 18, 27]. Однако, если орбита планеты располагается вблизи альфвенской точки, то процесс взаимодействия КВМ с магнитосферой может оказаться более сложным и интересным. Напомним, что для горячих юпитеров это должен быть весьма распространенный случай [25].

Допустим, что такая планета находится вблизи альфвенской точки, но со стороны субальфвенской зоны ветра. Тогда на второй фазе режим течения должен оставаться безударным, поскольку на этой фазе альфвенское число Маха меньше невозмущенного значения λ_w . На первой и третьей фазах альфвенское число Маха, наоборот, увеличивается по сравнению с невозмущенным значением. В зависимости от конкретной ситуации этого может оказаться вполне достаточно, чтобы скорость обтекания стала больше быстрой магнитозвуковой скорости либо на третьей фазе КВМ, либо сразу на первой и третьей фазах. В первом случае на третьей фазе КВМ возникнет головная ударная волна, которая снова исчезнет

по окончании всего процесса и возвращения системы к исходному невозмущенному состоянию. Во втором случае ударная волна возникает уже на первой фазе, на второй фазе она исчезает, затем снова возникает на третьей фазе, и, наконец, окончательно исчезает после прохождения КВМ.

Допустим теперь, что горячий юпитер находится вблизи альфвенской точки, но со стороны сверхальфвенской зоны ветра. Тогда режим течения может изменяться на второй фазе прохождения КВМ, когда альфвенское число Маха уменьшается по сравнению с невозмущенным значением. Этого может оказаться вполне достаточно, чтобы перевести режим обтекания в безударный, когда скорость обтекания становится меньше быстрой магнитозвуковой скорости и головная ударная волна уже не формируется, как в вышеприведенных наших расчетах (см. рис. 3 и 4). В результате изменения режима обтекания головная ударная волна может на некоторое время “выключиться”, а затем после окончания второй фазы выброса “включиться” снова.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрено влияние возмущения параметров звездного ветра, вызванного прохождением коронального выброса массы, на характер течения вблизи горячего юпитера. Было показано, что при нахождении орбиты горячего юпитера вблизи альфвеновской точки прохождение через КВМ может вызывать временное появление или исчезновение ударной волны, так как течение может переключаться из субальфвеновского в сверхальфвеновский режим и обратно. Это обстоятельство представляется важным, поскольку многие горячие юпитеры могут находиться в субальфвеновской зоне звездного ветра или вблизи границы этой зоны [25].

Как было показано в работах [17, 18, 27], прохождение через КВМ может значительно изменять структуру оболочки и приводить к повышенному темпу потери массы горячим юпитером, что должно сказываться на его наблюдательных проявлениях. Однако возникновение или исчезновение ударной волны также может приводить к наблюдаемым эффектам. Одним из возможных проявлений, связанных с наличием ударной волны, может быть излучение в рентгеновской части спектра. Как видно из рис. 6, температура в ударных волнах перед оболочкой планеты может достигать довольно больших значений (вплоть до 1.5×10^6 K), при этом средняя тепловая скорость частиц в газе (скорость звука) составляет ~ 144 км/с. Скорость соударения частиц на фронте ударной волны также зависит от скачка скорости на нем, который составляет ~ 160 км/с в нашем решении. Это дает среднюю скорость соударения частиц ~ 300 км/с при прохождении фронта ударной волны. Соударение протонов с такими скоростями должно приводить к возникновению сравнительно жесткого рентгеновского излучения с энергией ~ 1 кэВ, связанного с наличием ударной волны.

Учитывая относительно высокую светимость головной ударной волны, эффект ее возникновения/исчезновения может быть обнаружен в ходе рентгеновских наблюдений экзопланет в момент прохождения КВМ. Примером таких наблюдений являются результаты, представленные в работе [35]. Результаты наблюдений в рентгеновском спектре вспышки в системе CVSO 30, включающей в себя горячий юпитер с массой $\sim 3.6 M_{\text{Юп}}$ и периодом обращения $\sim 0.44^d$, проводились в двух диапазонах — мягком (0.1–1 кэВ) и жестком (1–9 кэВ). В жестком диапазоне было зарегистрировано кратковременное падение светимости через ~ 2.7 часа после начала вспышки. К сожалению, характеристики ветра и магнитного поля звезды CVSO 30 неизвестны, но можно предпо-

ложить, что наблюдаемое потемнение в рентгеновском диапазоне может быть связано с переходом течения вокруг горячего юпитера из сверхальфвеновского в доальфвеновский режим и с исчезновением головной ударной волны. Если это действительно так, то у нас возникает возможность использовать эти данные в качестве средства диагностики звездного ветра. Действительно, если, например, разделить расстояние между планетой и поверхностью звезды на время до возникновения провала на кривой блеска, то получится средняя скорость ~ 60 км/с, что вполне согласуется с типичной скоростью ветра на этом расстоянии для звезды типа Солнца. Дополнительно отметим, что в работе [35] указано, что в это же время по данным AAVSO было зафиксировано потемнение этой звезды в оптическом диапазоне.

Другое возможное наблюдательное проявление перехода течения из ударного в безударный режим и обратно может быть связано с изменением темпа перезарядки между плазмой звездного ветра и газом атмосферы горячего юпитера. Процесс перезарядки приводит к появлению высокоэнергетических частиц в газе и к соответствующему уширению линий поглощения в атмосфере горячего юпитера [33]. Исчезновение ударной волны должно приводить к падению плотности вещества звездного ветра, непосредственно взаимодействующего с атмосферой горячего юпитера, и к соответствующему уменьшению темпа перезарядки. Изменение линий поглощения во время прохода КВМ может дать дополнительную информацию как о свойствах атмосферы горячего юпитера, так и о параметрах звездного ветра.

Корональные выбросы массы происходят достаточно часто, особенно у молодых звезд, они являются важным фактором, влияющим на долговременную эволюцию горячих юпитеров. Как было показано выше, прохождение через КВМ может приводить к кратковременному падению или увеличению потока рентгеновского излучения, связанному с изменением режима течения вблизи горячего юпитера. Потенциально этот эффект может наблюдаться не только для транзитных горячих юпитеров, это дает уникальную возможность для открытия экзопланет, обнаружение которых другими способами невозможно. Кроме того, анализ изменения рентгеновского потока дает возможность оценить параметры звездного ветра удаленных звезд, что также весьма затруднительно сделать другими способами.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа подготовлена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ № 18-02-00178).

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса” НИЦ “Курчатовский институт”¹, а также вычислительных средств МСЦ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray, **693**, 23 (2009).
2. M. Mayor and D. Queloz, *Nature* **378**, 355 (1995).
3. D. Lai, C. Hellring, and E. P. J. van den Heuvel, **721**, 923 (2010).
4. S.-L. Li, N. Miller, D. N. C. Lin, and J. J. Fortney, *Nature* **463**, 1054 (2010).
5. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, et al., *Nature* **422**, 143 (2003).
6. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, et al., **676**, L57 (2008).
7. L. Ben-Jaffel, **671**, L61 (2007).
8. A. Vidal-Madjar, J.-M. Desert, A. Lecavelier des Etangs, G. Hebrard, et al., **604**, L69 (2004).
9. L. Ben-Jaffel and S. Sona Hosseini, **709**, 1284 (2010).
10. J. L. Linsky, H. Yang, K. France, C. S. Froning, et al., **717**, 1291 (2010).
11. R. V. Yelle, *Icarus* **170**, 167 (2004).
12. A. Garcia Munoz, *Planetary and Space Science* **55**, 1426 (2007).
13. T. T. Koskinen, M. J. Harris, R. V. Yelle, and P. Lavvas, *Icarus* **226**, 1678 (2013).
14. Д. Э. Ионов, В. И. Шематович, Я. Н. Павлюченков, *Астрон. журн.* **94**, 381 (2017).
15. Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, Д. Э. Ионов, В. И. Шематович, *Астрон. журн.* **90**(10), 779 (2013).
16. А. А. Черенков, Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, *Астрон. журн.* **91**(10), 775 (2014).
17. Д. В. Бисикало, А. А. Черенков, *Астрон. журн.* **93**(2), 139 (2016).
18. A. Cherenkov, D. Bisikalo, L. Fossati, C. Möstl, **846**, 31 (2017).
19. A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 605 (2018).
20. Д. В. Бисикало, А. А. Черенков, В. И. Шематович, Л. Фоссати, К. Местль, *Астрон. журн.* **95**(10), 686 (2018).
21. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. V. Miroshnichenko, and M. S. Ruktenskiikh, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 5315 (2018).
22. А. А. Черенков, И. Ф. Шайхисламов, Д. В. Бисикало, В. И. Шематович, Л. Фоссати, К. Местль, *Астрон. журн.* **96**(2), 106 (2019).
23. А. С. Аракчеев, А. Г. Жилкин, П. В. Кайгородов, Д. В. Бисикало, А. Г. Косовичев, *Астрон. журн.* **94**(11), 927 (2017).
24. Д. В. Бисикало, А. С. Аракчеев, П. В. Кайгородов, *Астрон. журн.* **94**(11), 920 (2017).
25. А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, *Астрон. журн.* **96**(7), 547 (2019).
26. W.-H. Ip, A. Kopp, and J.-H. Hu, **602**, L53 (2004).
27. П. В. Кайгородов, Е. А. Ильина, Д. В. Бисикало, *Астрон. журн.* **96**(5), 367 (2019).
28. W. M. Farrell, J. S. Halekas, R. M. Killen, G. T. Delory, et al., *J. Geophys. Res. Planets* **117**, id. E00K04 (2012).
29. C. Möstl, K. Amla, J. R. Hall, P. C. Liewer, et al., **787**, 119 (2014).
30. Y. D. Liu, J. D. Richardson, C. Wang, and J. G. Luhmann, **788**, L28 (2014).
31. D. Charbonneau, T. M. Brown, D. W. Latham, and M. Mayor, **529**, L45 (2000).
32. G. L. Withbroe, **325**, 442 (1988).
33. K. G. Kislyakova, M. Holmström, H. Lammer, P. Odert, and M. L. Khodachenko, *Science* **346**, 981 (2014).
34. D. J. Stevenson, *Rep. Prog. Phys.* **46**, 555 (1983).
35. S. Czesla, P. C. Schneider, M. Salz, T. Klocova, T. O. B. Schmidt, and J. H. M. M. Schmitt, *Astron. and Astrophys.* **629**, id. A5 (2019).

¹ <http://ckp.nrcki.ru/>

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ 20 ЛЕТ РАБОТЫ МЕЖДУНАРОДНОЙ СЛУЖБЫ РСДБ ДЛЯ ГЕОДЕЗИИ И АСТРОМЕТРИИ

© 2020 г. З. М. Малкин^{1,2,*}

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

² Казанский федеральный университет, Казань, Россия

* E-mail: malkin@gaoran.ru

Поступила в редакцию 21.09.2019 г.

После доработки 22.10.2019 г.

Принята к публикации 22.10.2019 г.

В 2019 г. исполнилось 20 лет с начала работы Международной службы РСДБ для геодезии и астрономии (International VLBI Service for Geodesy and Astrometry, IVS). Эта служба является наиболее крупной и авторитетной организацией, координирующей международную деятельность в своей области. В настоящее время в работе IVS участвуют около 60 радиотелескопов, расположенных во многих странах всех континентов. В центре данных IVS накоплено более 18 миллионов наблюдений, полученных в ходе более 17 тысяч наблюдательных сессий, включая более 10 тысяч коротких сессий для оперативного определения всемирного времени. В работе прослежена динамика развития IVS на основе статистической обработки накопленного в центре данных IVS массива наблюдений за 1979–2018 гг. Приводится статистика по годам наблюдений, по станциям, базам и радиоисточникам. Рассмотрена эволюция статистики наблюдений и точности результатов, получаемых из обработки РСДБ-наблюдений.

DOI: 10.31857/S0004629920020048

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных современных методов астрономических исследований является радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами (РСДБ). Точность этого метода достигла в наши дни микросекундного уровня, который реализуется в работах в областях астрофизики (размер и структура объектов), астрономии (абсолютные и относительные положения радиоисточников), звездной астрономии (параллаксы и движения галактических мазеров, на которых основаны, например, наиболее точные исследования вращения Галактики), небесной механики (динамика и эфемериды тел Солнечной системы, включая наблюдения космических аппаратов и радиомаяков). Астрометрические приложения РСДБ тесно примыкают к решению научных и прикладных задач в таких областях, как вращение Земли, геофизика, деформации земной коры, геодезия и навигация. Этот метод играет также исключительно важную роль в установлении небесной и земной систем координат.

Поскольку точность результатов РСДБ-наблюдений критическим образом зависит от числа и длин используемых баз между РСДБ-антеннами, наиболее интересные данные получаются из

наблюдений на глобальных сетях станций. Организация таких наблюдений требует, как правило, налаженного взаимодействия между институтами разных стран. Для этого в мире организуются различные координирующие центры, одним из которых является Международная служба РСДБ для геодезии и астрономии (International VLBI Service for Geodesy and Astrometry, IVS¹). В 2019 г. этой службе исполняется 20 лет, что и явилось непосредственным поводом к написанию этой статьи.

В настоящей работе не ставится задача сколько-нибудь детального рассмотрения истории радиоинтерферометрии. Тем не менее хочется отметить несколько наиболее значительных дат и этапов развития этого метода наблюдений. Первый радиоинтерферометр, так называемого морского (sea-cliff) типа, был построен в 1945–1946 гг. в Австралии [1]. Этот интерферометр состоял из одной антенны, которая наблюдала вблизи горизонта прямой и отраженный от морской поверхности радиосигнал от Солнца, и использовался для изучения солнечных пятен. Немного позже в Кэмбридже был сконструирован первый интер-

¹ <https://ivscc.gsfc.nasa.gov/>

ферометр Майкельсона [2], который также использовался вначале для наблюдений Солнца. Однако уже в конце 1940-х – начале 1950-х годов были проведены первые наблюдения радиозвезд, включая определение их координат [3, 4]. Это можно считать началом эры радиоастрометрии, хотя сам этот термин появился, по-видимому, в начале 1970-х годов (самая ранняя работа с этим термином, которую удалось найти автору, датирована 1973 годом). Таким образом история радиоастрометрии насчитывает уже 70 лет!

Революционным этапом развития радиоинтерферометрии стал метод радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ). Основная идея этого метода заключается в независимой регистрации сигналов на каждой антенне вместе с метками времени от высокостабильного стандарта с последующей совместной корреляционной обработкой этих сигналов. Увлекательная история зарождения метода РСДБ описана в [5–8]. В частности, Л.И. Матвеевко вспоминает о первых обсуждениях идеи метода и возможности его практической реализации еще в феврале 1962 г. [8], хотя первая официальная публикация с изложением основ РСДБ вышла позже [9]. В статье [10] приведена краткая история развития РСДБ-работ в НАСА, в частности в Центре космических полетов имени Р. Годдарда (Goddard Space Flight Center, GSFC), который сыграл ведущую роль в создании IVS, на базе которого и в настоящее время функционируют многие ключевые элементы этой службы.

В первых практических РСДБ-экспериментах 1965–1967 гг. объектом наблюдений был Юпитер [11, 12]. Весной 1967 г. в Канаде и США были проведены первые успешные РСДБ-наблюдения внегалактических радиоисточников [13–15], что открыло дорогу к новому этапу развития радиоастрометрии на основе метода РСДБ. Применение этого метода позволило на порядки повысить точность многих астрометрических и геофизических данных и результатов, таких как небесная система координат, скорость вращения и движение полюсов Земли, прецессия и нутация, тектонические движения и региональные деформации земной коры. Нет нужды повторять здесь описание всех задач и достижений радиоастрометрии, они изложены в ряде обзорных работ, например, [16, 17], которые также сопровождаются обширной библиографией.

Точность астрономических и геодезических результатов, получаемых методом радиоастрометрии, напрямую зависит от количества и расположения антенн, образующих наблюдательную сеть. Чем больше антенн и чем больше размер сети (широтная и долготная протяженность), тем выше точность результатов. Поэтому в основных наблюдательных программах IVS участвуют стан-

ции, расположенные в разных странах и на разных континентах, включая Антарктиду. Если в первые годы развития РСДБ проводились единичные эксперименты на основе отдельных договоренностей между исследовательскими группами, по мере расширения этих работ в направлении мониторинга параметров вращения Земли (ПВЗ) и движения тектонических плит потребовался новый уровень организации наблюдательных программ, межинститутской и международной кооперации, а также финансового планирования. Примером такой новой организации стала начатая в 1979 г. многолетняя программа НАСА CDP (Crustal Dynamics Project) [10]. Позднее национальные РСДБ-программы и сети станций развивались и в других странах, таких как СССР/Россия [18, 19], Япония [20–22], Китай [23], Австралия [24], Италия [25].

Нужно отметить, что 1960–1970-е годы были не только временем становления астрометрической и геодезической РСДБ, они были также временем зарождения и развития других новых методов космической геодезии, таких как лазерная локация ИСЗ и Луны, и радиотехнические наблюдения ИСЗ спутниковых навигационных систем. Задачи, решаемые этими тремя методами, существенно пересекаются и включают в себя построение земной системы координат и мониторинг движений земной поверхности, а также изучение вращения Земли. Поэтому вскоре встал вопрос о координации работ по космической геодезии, включая наблюдательные программы, унификацию астрономических и геофизических моделей, используемых при анализе наблюдений, и вывод совместных комбинированных решений для ПВЗ и земной системы координат. Для решения этих задач в 1979 г. на XVII генеральной ассамблее Международного союза геодезии и геофизики (International Union of Geodesy and Geophysics, IUGG) была основана комиссия по международной координации наблюдений космическими методами для геодезии и геодинамики (Coordination of Space Techniques for Geodesy and Geodynamics, CSTG). Через несколько лет были образованы три подкомиссии CSTG – GPS, SLR и VLBI, которые позже стали основой самостоятельных международных служб IGS (International GPS Service, позднее International GNSS Service), ILRS (International Laser Ranging Service) и IVS.

Основные моменты истории создания IVS можно проследить по интересной подборке архивных документов на сайте IVS². Некоторые документы и переписка, относящиеся к этому периоду, сохранились и в архиве автора. Имеющиеся материалы могут послужить вкладом в отдельную работу по истории IVS и радиоастрометрии, но

² <https://ivscc.gsfc.nasa.gov/about/org/documents/index.html>

это выходит за рамки настоящей статьи. Отметим здесь только, что первое предложение о создании специальной международной РСДБ-службы было разослано подкомиссией CSTG по РСДБ 18 сентября 1997 г., а 11 февраля 1999 г. состоялось первое заседание руководящего совета IVS (IVS Directing Board). Официальное объявление о начале работы IVS последовало 1 марта 1999 г. [26]. Таким образом, организационный период создания IVS занял около полутора лет.

В последующих разделах будет прослежен прогресс в разных областях радиоастрометрии по данным и результатам IVS.

2. ОБЩАЯ СТАТИСТИКА НАБЛЮДЕНИЙ

Статистический анализ, приведенный в настоящей работе, основан на массиве наблюдений, хранящихся в Центре данных IVS³. Он продолжает и расширяет аналогичную работу [27], сделанную 15 лет назад.

Для правильного понимания приведенной ниже статистики следует принять во внимание следующее. Наблюдения производятся сессиями длительностью, как правило, 24 часа или 1 час по заранее составленному расписанию. Потом наблюдения со всех телескопов поступают на коррелятор, где определяются значения собственно наблюдаемых величин – радиоинтерферометрических задержек и их производных по времени, которые затем используются для научного анализа. По разным причинам только для примерно 75% наблюдений удается получить корреляционный отклик [28]. Скоррелированные данные, включенные в выходные файлы коррелятора, имеют разное качество, и поэтому маркируются соответствующими кодами. Наблюдения, маркированные как низкоккачественные, в дальнейшей обработке не используются. Анализ использованных в настоящей работе данных показывает, что доля таких наблюдений в выходных файлах коррелятора составляет 13.6%. Наконец, часть наблюдений отбраковывается во время окончательного анализа. Число последних зависит от разных причин, в том числе субъективных, и, как правило, сравнительно невелико.

Таким образом, количество наблюдений, произведенных на станциях, характеризует работу самих станций, количество скоррелированных наблюдений характеризует результативную наблюдательную работу РСДБ-сети, а количество наблюдений, использованных для получения конечного результата, характеризует научную и практическую отдачу от работы сети. В настоящей работе приведена статистика всех наблюдений, включенных в выходные файлы коррелято-

ров, за 1979–2018 гг., которые, собственно, и хранятся в центре данных IVS. Первая РСДБ-сессия, хранящаяся в архиве IVS, была проведена 3–6 августа 1979 г. на трех станциях США: HAYSTACK, NRAO 140 и OVRO 130 (здесь и далее имена станций приводятся по каталогу IVS⁴). Всего в эту статистику вошли 17 382 383 наблюдения 5453 радиостанций, произведенных на 183 станциях и 2403 базах. Суммарная продолжительность всех сессий составила более 7208 дней, или почти 20 лет непрерывных наблюдений!

Приведенные ниже данные относятся к наблюдениям в S и X диапазонах в стандарте Mark-4. В 2015 г. начала формироваться международная сеть станций, работающих по новому технологическому стандарту VLBI2010 [29]. Сначала это были две станции GGAO12M (Мэриленд, США) и WESTFORD (Массачусетс, США), на которых были отработаны новая аппаратура и технология наблюдений [30]. В 2016–2017 гг. к этой сети добавились антенны КОКЕЕ12М (Гавайи, США), WETTZ13S (одна из двух новых антенн станции Wettzell, Германия), RAEGYEB (Yebes, Испания), ISHIOKA (Ishioka, Япония) и ONSA13NE (одна из двух новых антенн станции Onsala, Швеция). За исключением станции WESTFORD, созданной на базе существующей 18-метровой антенны, для остальных станций были изготовлены новые быстрые антенны диаметром 12–13.5 м. Сеть новых станций получила название VLBI Global Observing System⁵ (VGOS). Наблюдения этой сети пока носят большей частью тестовый характер и за малым исключением не содержатся в базе данных IVS. Поэтому они в настоящей работе не учитывались. Однако можно отметить, что всего по этой программе в 2015–2018 гг. было проведено около 100 сессий длительностью от 1 до 24 часов, во время которых было получено около 500 тысяч наблюдений.

Основные научные и практические результаты радиоастрометрических наблюдений получаются на сетях, состоящих минимум из трех станций и имеющих достаточную широтную и долготную протяженность. Такие наблюдения позволяют определять весь набор астрономических и геофизических параметров, относящихся к земной и небесной системам координат, вращению Земли, движению земной коры, и других. В частности, они позволяют определять все три типа ПВЗ: координаты полюса Земли, координаты небесного полюса и всемирное время. Практически все такие наблюдения организованы в виде 24-часовых (суточных) сессий. Но эти наблюдения ресурсоемки и поэтому определения ПВЗ по суточным сессиям проводятся в последние годы в среднем

⁴ <https://ivscc.gsfc.nasa.gov/stations/index.html>

⁵ <https://ivscc.gsfc.nasa.gov/technology/vgos-general.html>

³ <ftp://cddis.gsfc.nasa.gov/pub/vlbi/ivsdata/>

2–3 раза в неделю. Задача организации непрерывных РСДБ-наблюдений на глобальных сетях станций, в том числе для определения ПВЗ, которые исключительно важны как для изучения вращения Земли, так и для прикладных потребителей этих данных, обсуждалась неоднократно [29, 31–33] и постепенно реализуется. Прототипом таких наблюдений можно считать специальные непрерывные двухнедельные наблюдательные кампании серии CONT, которые проходили раз в три года: CONT02 (октябрь 2002, 8 станций, 49826 наблюдений), CONT05 (сентябрь 2005, 11 станций, 96 437 наблюдений), CONT08 (август 2008, 11 станций, 153 738 наблюдений), CONT11 (сентябрь 2011, 13 станций, 145 214 наблюдений), CONT14 (май 2014, 17 станций, 287 234 наблюдений), CONT17 (ноябрь–декабрь 2017, 27 станций, 372 573 наблюдений). На соответствующих графиках (см. ниже) видны скачки числа наблюдений в годы проведения кампаний CONT, особенно последних.

Надо сказать, что требования к срочности результатов определения ПВЗ по РСДБ-наблюдениям со стороны потребителей разные. Координаты полюса Земли определяются также с высокой точностью и оперативностью спутниковыми методами, в то время как метод РСДБ остается основным методом определения всемирного времени. Поскольку повышение оперативности определения всемирного времени, пусть с несколько пониженной точностью, важно для многих практических приложений, с апреля 1984 г. проводятся регулярные наблюдения в виде коротких серий на одной базе, реже на большем числе станций, которые называются UT1 Intensive. В последние годы устоялся формат таких наблюдений в виде часовых серий, хотя раньше нередко проводились и более длинные сессии. Наблюдения по программам IVS UT1 Intensive проводятся практически ежедневно, а иногда дважды в день на разных сетях. Ведутся также работы по повышению скорости обработки этих данных, в результате чего задержка получения всемирного времени может быть резко сокращена, приближаясь практически к задержке результатов, получаемых спутниковыми методами [34, 35].

Поскольку назначение и приложения суточных и часовых серий наблюдений разные, ниже наравне с суммарной приводится в подходящих случаях раздельная статистика по эти типам наблюдательных программ. При этом для исключения разночтений было принято разделение сессий на суточные и Intensive в соответствии с файлами расписаний наблюдений IVS⁶.

На рис. 1 показана динамика роста количества наблюдений, числа станций и радиоисточников

нарастающим итогом с 1979 по 2018 гг., а на рис. 2 приведена аналогичная статистика по годам. Данные рис. 1 показывают, что суммарная продолжительность наблюдательных сессий, число 24-часовых сессий и число коротких сессий растут почти равномерно, в то время как другие графики содержат некоторые интересные детали. Так, ускоренный рост числа наблюдений (рис. 1a) соответствует росту среднегодового числа наблюдений (рис. 2a). Организация многих новых станций в начале 1980-х годов в рамках программы CDP, особенно в 1982–1984 гг., отразилось в скачке числа станций на рис. 1e. Правда, многие эти станции были временными и длительных рядов наблюдений на них впоследствии получено не было. Скачки в числе источников (рис. 1f) определяются, в основном, проведением специальных программ наблюдений VLBA Calibrator Survey (VCS) на сети VLBA (США) (см. [36] и ссылки в ней).

Что касается среднегодовой статистики, представленной на рис. 2, интересно отметить, что некоторые характеристики наблюдений со временем растут, как, например, число наблюдений и среднее число наблюдений в одной сессии, а другие остаются практически постоянными или показывают колебания относительно некоторого среднего уровня на протяжении последних тридцати лет. Среднегодовые данные по числу наблюдений, приходящихся на одну станцию, детализированы на рис. 3. В целом можно, наверное, сказать, что существующая сеть станций IVS стандарта Mark-4 близка к насыщению из-за ограниченности финансирования и ресурсов наблюдательных станций и корреляторов. На решение этой проблемы направлен проект VGOS.

Интересно проследить, сколько времени потребовалось для сбора каждого миллиона наблюдений (см. табл. 1). Из приведенных данных видно, что если для накопления первого миллиона наблюдений понадобилось почти 12 лет, то в последнее время число наблюдений в архиве IVS растет в среднем более чем на миллион ежегодно, особенно в годы проведения кампаний CONT.

Изменение со временем ошибки одной радиоинтерферометрической задержки, как она определена во время корреляции, и ее скорости (производной по времени) показаны на рис. 4. Можно заметить, что ошибка определения скорости изменения задержки со временем несколько растет, что может объясняться, в первую очередь, тенденцией уменьшения длительности отдельных сканов, т.е. времени накопления сигнала при наблюдениях. Повышение чувствительности радиоинтерферометрических систем позволяет достигать заданного отношения сигнал/шум за меньшее время, что дает возможность увеличе-

⁶ <https://ivscc.gsfc.nasa.gov/program/operafiles.html>

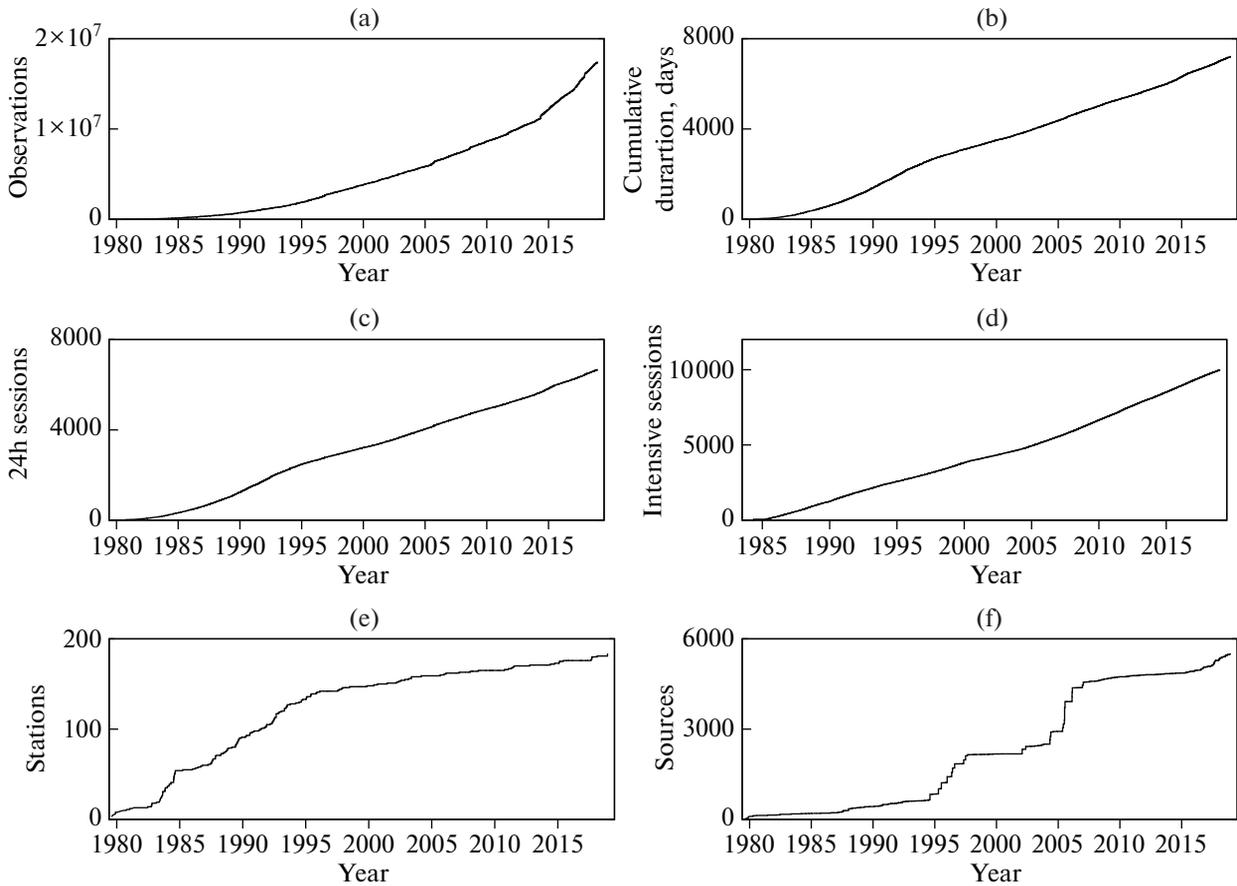


Рис. 1. Накопительная статистика наблюдательных данных IVS: a – число наблюдений, b – суммарная продолжительность наблюдательных сессий в сутках, c – число 24-часовых сессий, d – число коротких сессий UT1 Intensive, e – число станций, f – число источников.

ния числа наблюдений (см. рис. 3). Надо отметить, что в наше время для получения астрометрических, геофизических и геодезических параметров используются, в основном, задержки, но производные задержки по времени также используются для некоторых работ, например, при вычислении координат радиосисточников (см. [37]; Charlot *et al.*, готовится к публикации).

По приведенным данным ясно прослеживается возрастание среднего числа станций, участвовавших в одной 24-часовой сессии (рис. 2h). Также росло среднее число наблюдений, приходящихся на одну станцию за 24-часовую сессию (рис. 3). Эти факторы внесли большой вклад в улучшение точности определения ПВЗ за прошедшие годы (см. раздел 5).

Таблица 1. Время накопления каждого миллиона наблюдений

Миллион	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Начало	1979.6	1991.5	1995.4	1997.8	2000.4	2002.9	2005.4	2007.0	2008.8
Конец	1991.5	1995.4	1997.8	2000.4	2002.9	2005.4	2007.0	2008.8	2010.9
Число лет	11.9	3.9	2.4	2.6	2.5	2.5	1.6	1.8	2.1
Миллион	10	11	12	13	14	15	16	17	
Начало	2010.9	2012.5	2014.1	2014.9	2015.7	2016.7	2017.4	2017.9	
Конец	2012.5	2014.1	2014.9	2015.7	2016.7	2017.4	2017.9	2018.9	
Число лет	1.6	1.6	0.8	0.8	1.0	0.7	0.5	1.0	

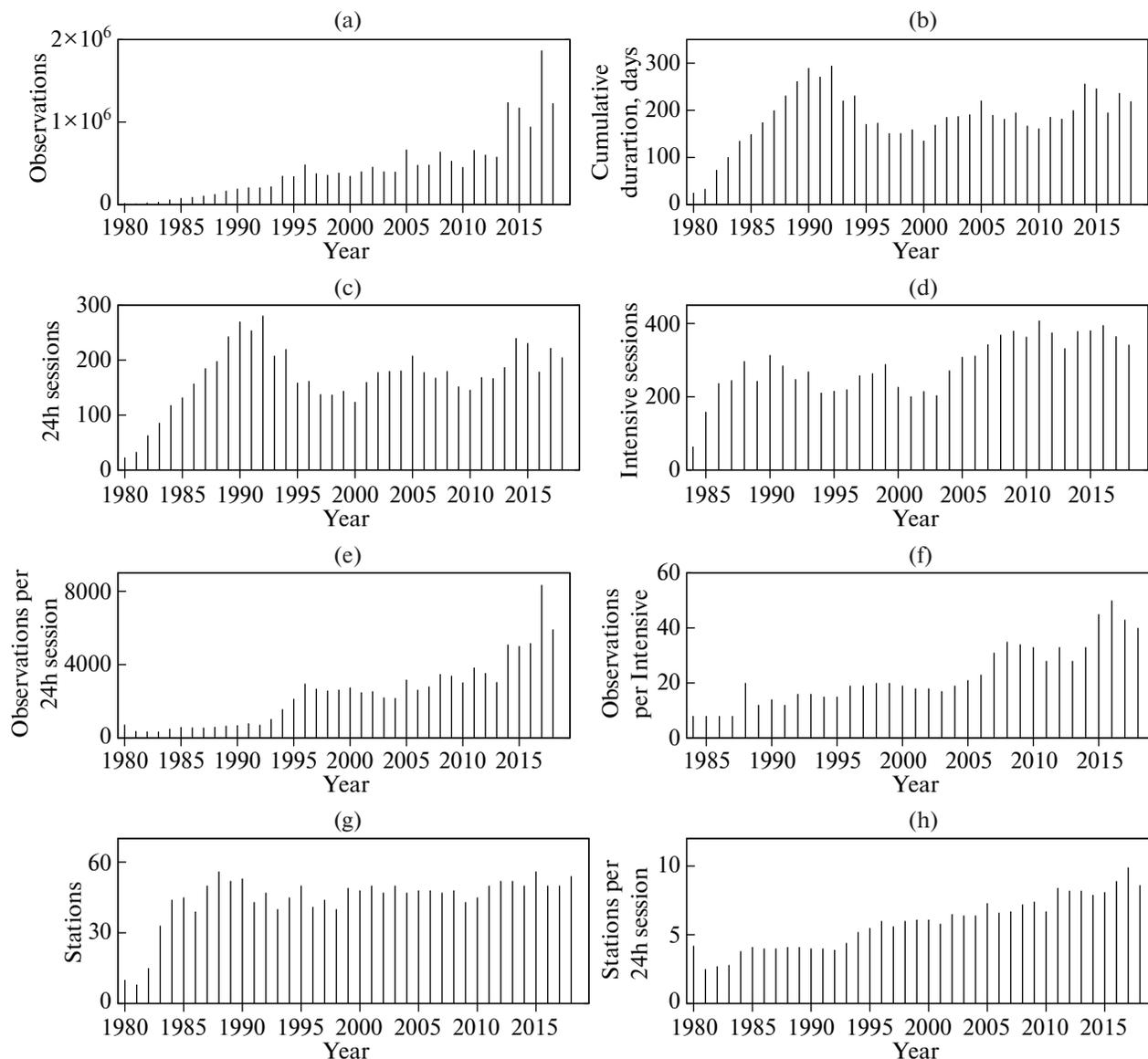


Рис. 2. Статистика наблюдательных данных по годам: а – число наблюдений, б – суммарная продолжительность наблюдательных сессий в сутках, с – число 24-часовых сессий, д – число коротких сессий, е – среднее число наблюдений в одной 24-часовой сессии, ф – среднее число наблюдений в одной сессии Intensive, г – число станций в одной 24-часовой сессии, з – среднее число станций в одной 24-часовой сессии.

Максимальное число станций в одной 24-часовой сессии составило 32 для сессии 091118ХА (УА09), специально организованной по случаю Международного года астрономии 2009. В этой же сессии было отмечено наибольшее количество баз с коррелированными данными – 493. В регулярных наблюдательных программах наибольшее число участвовавших станций было 21 (в сессии 131001ХН) и 20 (в 10 сессиях) при максимальном числе баз 188 (в 6 сессиях).

Самой длинной базой, включенной в программу наблюдений, была НАТ15М (Южная Африка)–КОКЕЕ (Гавайи, США) длиной 12723 км, а

самыми длинными базами, на которых получены пригодные для обработки наблюдения, были SE-SHAN25 (Китай)–TIGOCONC (Чили) длиной 12660 км, HN-VLBA (северо-восток США)–YARRA12M (Австралия) длиной 12632 км и MEDICINA (Италия)–WARK12M (Новая Зеландия) длиной 12626 км.

Больше всего радиисточников (370) наблюдалось в сессии 150317ХС (VCS-II-I), а больше всего наблюдений (34 221) было получено в сессии 991220ХА.

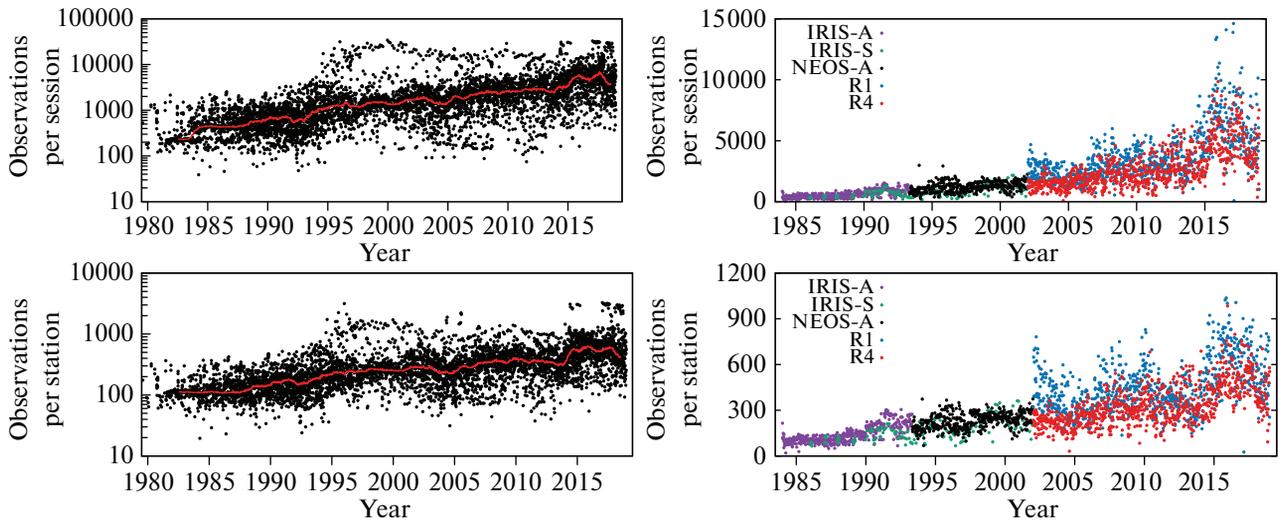


Рис. 3. Число наблюдений, приходящихся на одну сессию (верхние панели) и одну станцию (нижние панели): слева – все данные, справа – сессии основных программ определения ПВЗ. Линии на левых графиках представляют результат медианной фильтрации с шириной окна 180 суток.

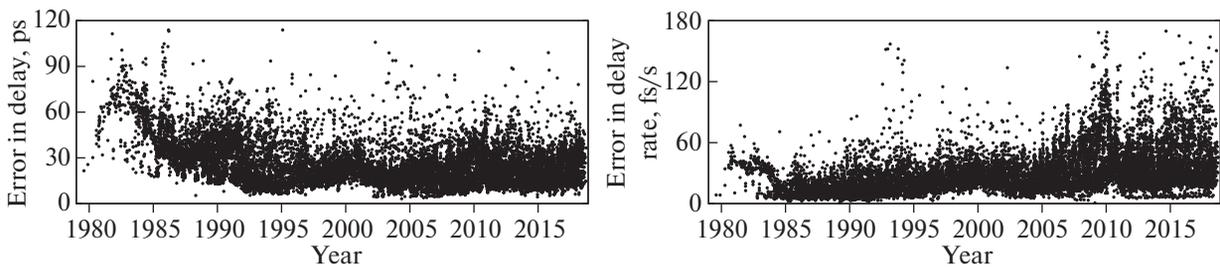


Рис. 4. Ошибка радиоинтерферометрической задержки (слева, пс) и ее производной по времени (справа, фс/с).

3. НЕБЕСНАЯ СИСТЕМА КООРДИНАТ

Каталоги координат радиоисточников являются одним из основных и уникальных результатов радиоастрометрических наблюдений. Сама идея использования внегалактических источников для установления небесной системы координат обсуждалась, по некоторым данным, еще Лапласом и Гершелем [38]. Разумеется, речь тогда шла об оптических наблюдениях. Преимуществом построения небесной системы координат, основанной на внегалактических объектах, является отсутствие у последних заметных собственных движений на уровне точности наземных оптических наблюдений. Но хотя современная радиоастрометрия и оптическая космическая астрометрия имеют точность, достаточную для регистрации смещений положений внегалактических объектов на субмиллисекундном уровне, основанная на них небесная система координат по-прежнему является основой для астрономии и геодезии.

Потенциал РСДБ в установлении небесной системы координат, в значительной степени свободной от ошибок собственных движений и крупномасштабных систематических ошибок, был быстро признан астрометристами, и уже вскоре были высказаны первые предложения по возможной замене фундаментальной системы, задаваемой фундаментальным каталогом положений звезд (тогда FK4), на систему, определяемую по РСДБ-наблюдениям внегалактических радиоисточников [39]. Окончательно такая замена была осуществлена на 23 съезде МАС в 1997 г., который рекомендовал переход с 1 января 1998 г. с оптической системы FK5 на радиоастрометрическую систему небесных координат International Celestial Reference System (ICRS) и ее реализацию – небесную систему отсчета International Celestial Reference Frame (ICRF).

Первые РСДБ-определения, проведенные в июне 1969 г., позволили определить координаты радиоисточников с точностью 1"–3" [40]. Уже к середине 1970-х годов точность определения ко-

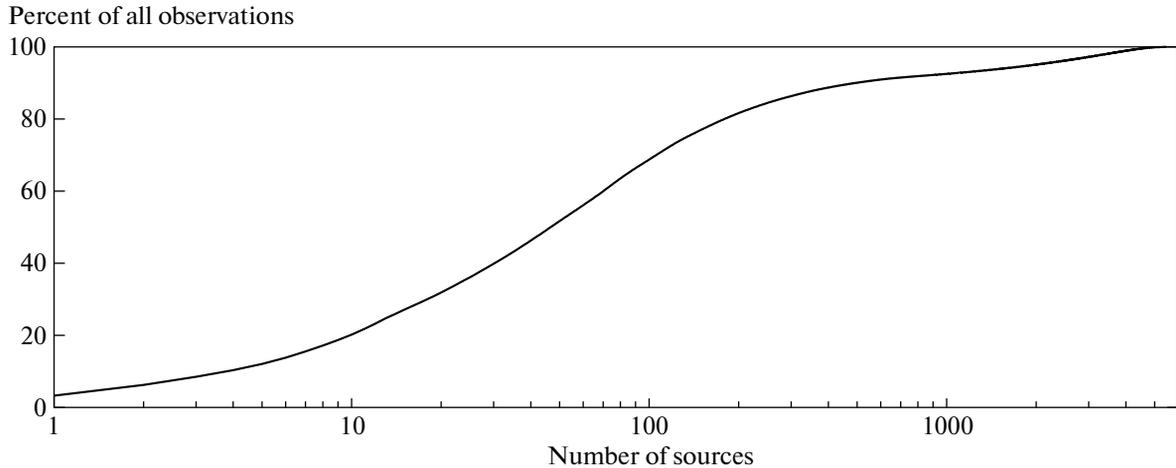


Рис. 5. Процент суммарного числа наблюдений как функция от числа источников.

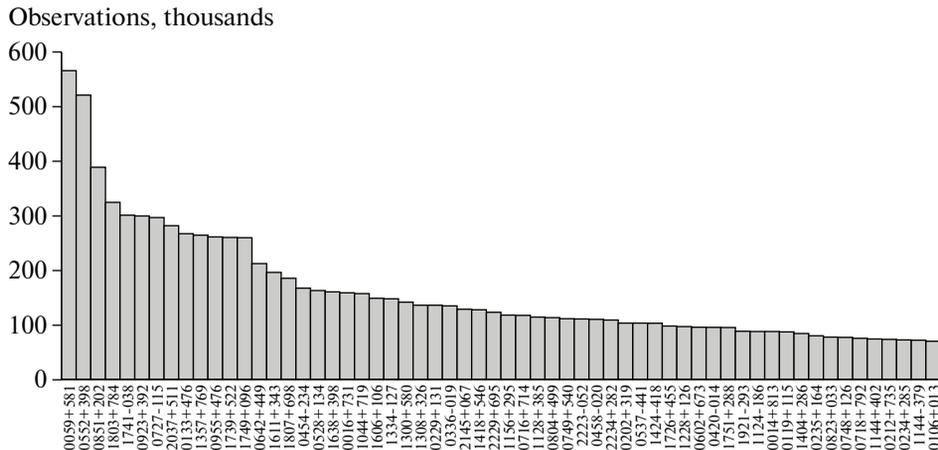


Рис. 6. Число наблюдений (в тысячах) для 60 наиболее часто наблюдавшихся радиосисточников.

ординат небесных объектов методом РСДБ сравнялась с точностью лучших оптических каталогов, полученных по наземным наблюдениям ($\approx 0.1''$), а вскоре и намного превзошла ее [41–43]. Обзор первых каталогов координат радиосисточников приведен, например, в [44–46] и цитируемых там работах.

Всего в файлах данных архива IVS за 1979–2018 гг. содержатся 5493 радиосисточника, включенных в программы наблюдений. Но для 645 из них не было получено ни одного хорошего наблюдения (пригодного для использования в окончательной обработке), а еще для 34 источников было получено только одно хорошее наблюдение. При этом 10 источников дали более 20% всех наблюдений, 47 источников дали более половины всех наблюдений, а более 90% наблюдений пришлось на 494 источника (рис. 5). На рис. 6 показано число наблюдений для 60 наибо-

лее активно наблюдавшихся источников. Для 646 источников получено не менее 1000 наблюдений и для 4844 получено не менее 100 наблюдений. Что касается хороших наблюдений, больше половины из них дали 45 источников, больше 90% – 362 источника. Для 568 источников было получено не менее 1000 хороших наблюдений, для 4209 – не менее 100 и для 4622 – не менее 30 хороших наблюдений.

Однако качество каталогов координат радиосисточников определяется не только числом включенных в них радиосисточников, но и точностью их координат. Важное значение имеют также равномерность распределения источников по небесной сфере и однородность распределения по небесной сфере ошибок координат радиосисточников. И то и другое не в полной мере присуще системе ICRF. На рис. 7 показано, что распределение наблюдений по зонам склонений остает-

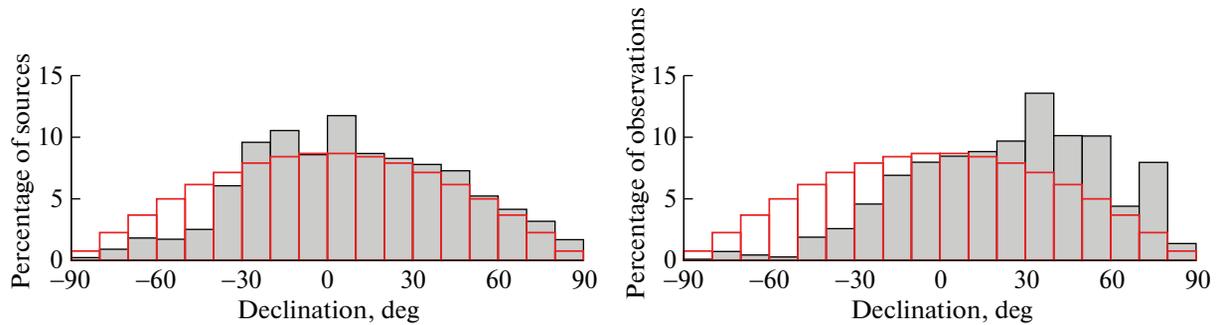


Рис. 7. Распределение числа наблюдений (слева) и числа радиоисточников (справа) по склонению в процентах от общего числа наблюдений и радиоисточников соответственно. Симметричная ступенчатая линия соответствует теоретическому равномерному распределению по небесной сфере.

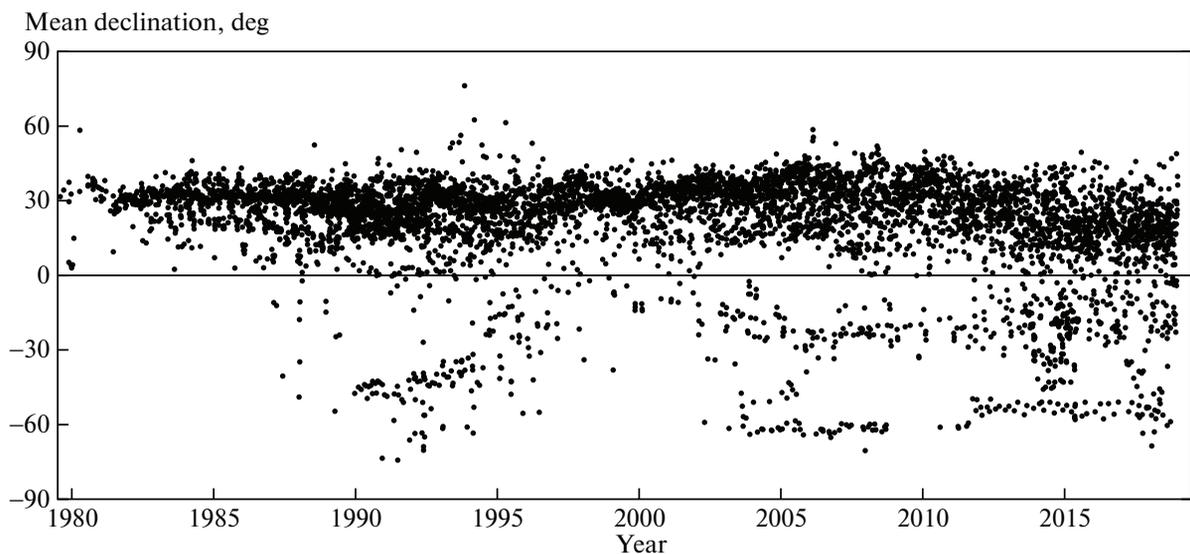


Рис. 8. Среднее склонение источников в каждой 24-часовой сессии.

ся существенно асимметричным, несмотря на предпринимаемые большие усилия по повышению наблюдательной активности в южном полушарии Земли. Эти данные также подтверждаются распределением средних склонений источников в каждой 24-часовой серии наблюдений (рис. 8). Необходимо отметить, что практическое отсутствие южных станций (южнее -43° имеются только две редко наблюдающие станции в Антарктиде) приводит к необходимости наблюдать южные источники на больших зенитных расстояниях. Это приводит к повышенной чувствительности результатов определений их склонений к ошибкам учета влияния тропосферной задержки, особенно ее зенитной асимметрии. Заметим, что для относительно малого числа наблюдений в южном полушарии существуют не только субъективные, но и объективные причины, обусловленные просто небольшой площадью и неудачной

для геодезии конфигурацией континентов в южном полушарии по сравнению с северным полушарием.

Что касается широтной асимметрии распределения ошибок координат радиоисточников, соответствующие данные представлены в табл. 2 для каталогов линии ICRF [37, 47, 48].

Изменение со временем основных параметров каталогов координат радиоисточников, таких как количество источников и ошибка определения их координат, можно проследить по каталогам, вычисленным в GSFC и Морской обсерватории США (USNO). Для этого сравнения были использованы 17 каталогов GSFC (David Gordon, личное сообщение) и 16 каталогов USNO (Alan Fey, личное сообщение), полученных в 1997–2018 гг. Эти каталоги довольно однородны, поскольку вычислены по схожей методике, хотя, конечно, существенно отличаются за счет объема исполь-

Таблица 2. Медианные ошибки координат радиосточников для каталогов линии ICRF по прямому восхождению ($\epsilon_{\alpha^*} = \epsilon_{\alpha} \cos \delta$) и склонению (ϵ_{δ}) для всего каталога и для 30-градусных зон по склонению (мсд)

δ	ICRF (S/X) 608		ICRF2 (S/X) 3414		ICRF3-S/X 4537		ICRF3-K 678		ICRF3-X/Ka 824	
	ϵ_{α^*}	ϵ_{δ}								
-90...+90	0.493	0.570	0.397	0.739	0.127	0.218	0.074	0.136	0.076	0.104
-90...-60	0.735	0.950	0.297	0.362	0.204	0.267	0.315	0.344	0.138	0.162
-60...-30	1.358	1.640	0.586	1.360	0.176	0.440	0.171	0.401	0.129	0.174
-30...0	0.723	0.820	0.417	0.958	0.132	0.297	0.070	0.172	0.079	0.106
0...30	0.372	0.490	0.386	0.716	0.112	0.203	0.064	0.114	0.061	0.092
30...60	0.373	0.435	0.336	0.548	0.114	0.152	0.067	0.089	0.057	0.087
60...90	0.332	0.335	0.546	0.706	0.144	0.136	0.061	0.075	0.058	0.062

δ	Общие источники каталогов S/X					
	ICRF 601		ICRF2 601		ICRF3-S/X 601	
-90...+90	0.482	0.560	0.065	0.087	0.040	0.046
-90...-60	0.716	0.920	0.158	0.216	0.099	0.112
-60...-30	1.244	1.620	0.153	0.190	0.083	0.112
-30...0	0.715	0.795	0.065	0.091	0.037	0.044
0...30	0.372	0.490	0.058	0.076	0.036	0.043
30...60	0.373	0.430	0.056	0.065	0.038	0.043
60...90	0.324	0.330	0.051	0.054	0.034	0.034

δ	Общие источники каталогов ICRF3					
	ICRF3-S/X 600		ICRF3-K 600		ICRF3-X/Ka 600	
-90...+90	0.049	0.064	0.068	0.132	0.070	0.100
-90...-60	0.097	0.113	0.298	0.312	0.126	0.142
-60...-30	0.086	0.134	0.163	0.372	0.112	0.129
-30...0	0.061	0.103	0.068	0.159	0.078	0.105
0...30	0.039	0.045	0.059	0.110	0.061	0.092
30...60	0.038	0.043	0.063	0.083	0.057	0.087
60...90	0.033	0.033	0.054	0.068	0.058	0.062

Примечание. Для всех каталогов указаны радиодиапазоны, в которых проводились наблюдения, и число источников, использованных для вычисления ошибки.

зованных данных и улучшения со временем моделей редукции. Однако представляется, что второй фактор, в основном уточнение модели учета ошибок, вносимых тропосферой, влияет, в первую очередь, на систематику каталогов, а не на индивидуальную ошибку координат источников, которые рассматриваются в данном сравнении. Использование для данного анализа каталогов GSFC особенно интересно, потому что именно каталоги этого центра служат основой для каталогов ICRF [37, 47, 48] S/X диапазона.

Результаты сравнения приведены на рис. 9. Все результаты оказались практически одинаковыми для обоих центров. Поскольку число источников в этих каталогах со временем растет (верхняя панель рис. 9), эволюцию точности определения координат радиосточников можно надежно проследить по общим радиосточникам для всех 33 каталогов. Таких источников оказалось 385. Изменение точности их координат со временем показано на нижней панели рис. 9. Приведенные данные показывают, что ошибки определения

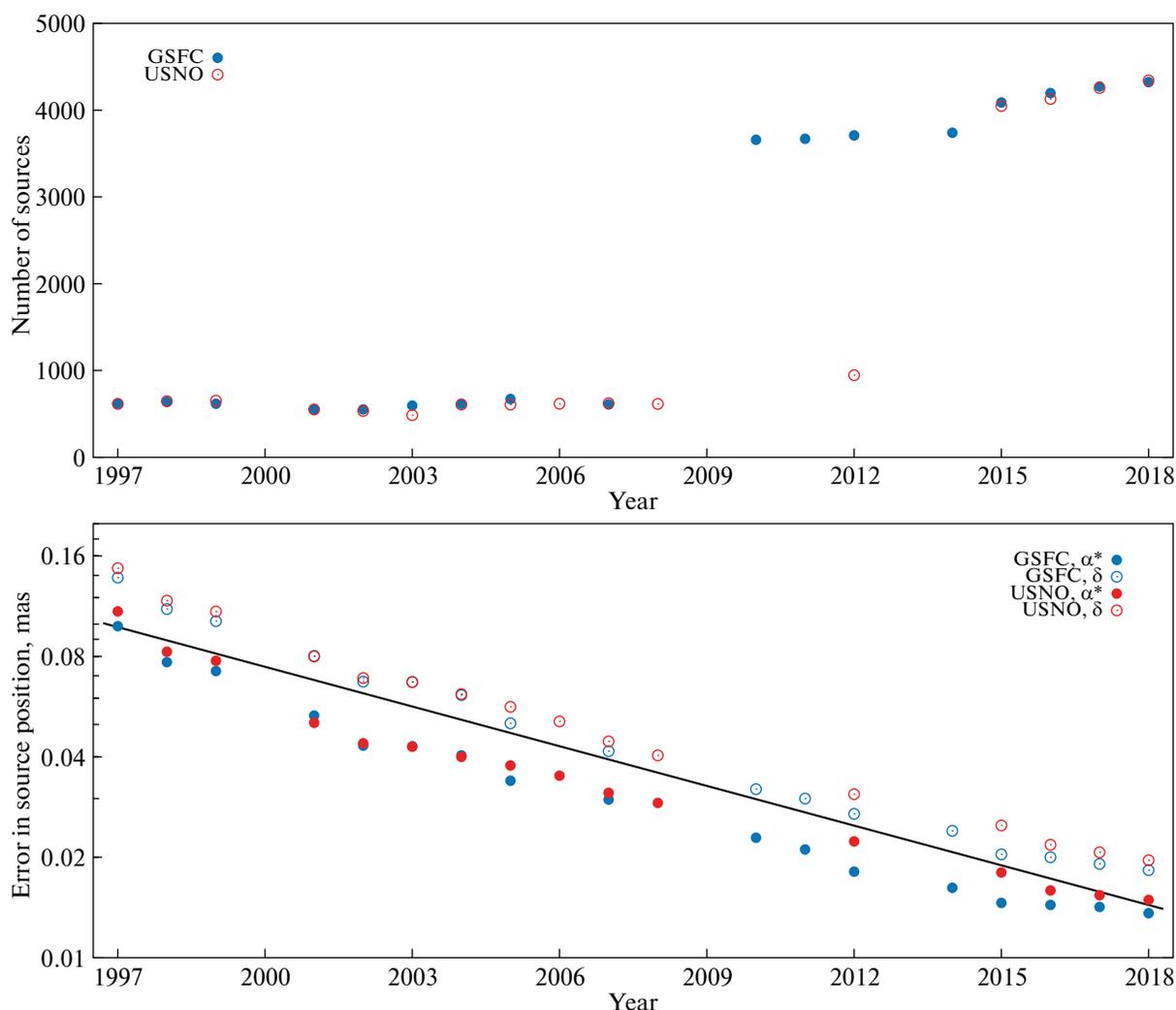


Рис. 9. Число источников (вверху) и медианные ошибки координат (внизу) для каталогов GSFC и USNO: заполненные кружки — ошибки по прямому восхождению, незаполненные кружки — ошибки по склонению. На нижнем графике — данные в логарифмической шкале.

координат убывают по степенному закону. Интересно, что это еще одно проявление степенного закона в результатах РСДБ-наблюдений, который был ранее отмечен в отношении точности определения ПВЗ [49].

В РСДБ-каталогах координат радиоисточников ошибки по прямому восхождению, как правило, меньше, чем ошибки по склонению. Основная причина этого — геометрия сети станций, в которой большинство антенн расположено в северном полушарии и соответственно большинство РСДБ-баз имеет направление, близкое к широтному.

В начальный период развития радиоастрометрии собственные движения радиоисточников считались пренебрежимо малыми, поскольку они на порядки меньше собственных движений звезд, которые формировали в то время небесную си-

стему координат. Однако по мере повышения точности определения координат радиоисточников по одной сессии до субмиллисекундного уровня их систематические смещения стали вполне заметными. Этот эффект со временем становится еще более существенным по мере дальнейшего повышения точности наблюдений и анализа. В настоящее время эти смещения интерпретируются в рамках разных моделей, таких как переменная структура радиоисточников, космологические модели, влияние галактоцентрического ускорения Солнечной системы. Далекое не все наблюдаемые данные могут быть уверенно объяснены в рамках этих моделей, а надежность этих данных для конкретного источника зависит как от числа его наблюдений, так и от их длительности. На конец 2018 г. 4356 источников наблюдались более пяти лет, 4169 более 10 лет, 2106 бо-

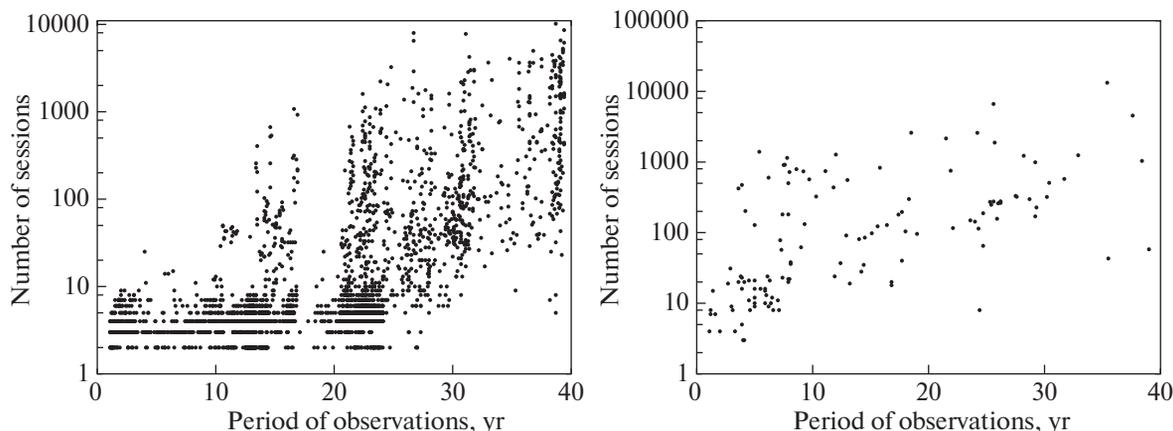


Рис. 10. Соотношение периода наблюдений и числа сессий для источников (слева) и станций (справа).

лее 20 лет, 372 источника наблюдались более 30 лет. При этом длительный период наблюдений не обязательно соответствует плотному ряду наблюдений, что необходимо для надежной оценки стабильности положения источника. Как видно из рис. 10 (левый график), многие источники при длительности периода наблюдений 20, 30 и более лет имеют оценки их координат всего для двух или нескольких эпох, чего, конечно, недостаточно для изучения особенностей их видимого движения (источники, наблюдавшиеся только в одной сессии, на рисунке не представлены).

4. ЗЕМНАЯ СИСТЕМА КООРДИНАТ И ГЕОДИНАМИКА

Внедрение в геодезию метода РСДБ позволило проводить регулярные высокоточные измерения длин баз между станциями, в том числе межконтинентальных баз, что, в частности, позволило впервые уверенно обнаружить взаимные движения тектонических плит и региональные деформации земной коры [10, 50–52]. В частности, в середине 1980-х годов были впервые зафиксированы взаимные движения РСДБ-станций в Калифорнии, США [53]. В настоящее время этот метод играет важную роль при установлении земной системы координат, в первую очередь ее масштаба и поля скоростей.

Всего в программах IVS в 1979–2018 гг. принимали участие 183 станции. При этом под станцией следует понимать некоторую точку на поверхности Земли, координаты которой определяются. Этой точкой может быть характерная точка радиоантенны, обычно пересечение осей, или геодезический маркер, связанный с земной поверхностью. Первое характерно для стационарных антенн, а второе для передвижных. Совокупность этих точек образует земную систему отсчета.

Для построения земной системы отсчета необходимо знать как координаты, так и скорости станций. Однако часть из них наблюдали короткое время, недостаточное для надежного определения их скорости. На конец 2018 г. 122 станции наблюдали больше 2.5 лет. Такая минимальная длительность наблюдений рекомендуется при построении глобальных земных систем координат методами космической геодезии, чтобы достаточно надежно разделить линейный тренд в движении станции (собственно, ее скорость) и сезонные вариации в движении станции [54–56]. Однако и РСДБ-станции с более коротким периодом наблюдений часто включаются в каталог ITRF, если в этом же месте достаточно долго работала станция, наблюдавшая другим методом. Но, разумеется, желателен более длительный период РСДБ-наблюдений для более надежного определения скорости станции и сезонных вариаций ее координат, которые включены в последнюю версию ITRF, ITRF2014 (International Terrestrial Reference Frame [55]). На конец 2018 г. 103 станции работали в сети IVS больше пяти лет, 62 больше 10 лет, 36 больше 20 лет, 9 станций наблюдали больше 30 лет. Длительность периода наблюдений для станций, наблюдавших не менее пяти лет, показана на рис. 11. При этом для надежного определения скорости станций и изучения ее возможного нелинейного движения важна также плотность наблюдений. Данные рис. 11 (правый график) показывают, что нет прямой зависимости между длительностью и плотностью рядов координат станций, но корреляция между этими параметрами существенно выше, чем для источников (станции, наблюдавшие только в одной сессии, на рисунке не представлены).

Как и в случае радиоисточников, общее число наблюдений IVS распределяется между станциями неравномерно. Три станции (WETTZELL, NYALES20 и KOKEE) дали вместе больше 20% на-

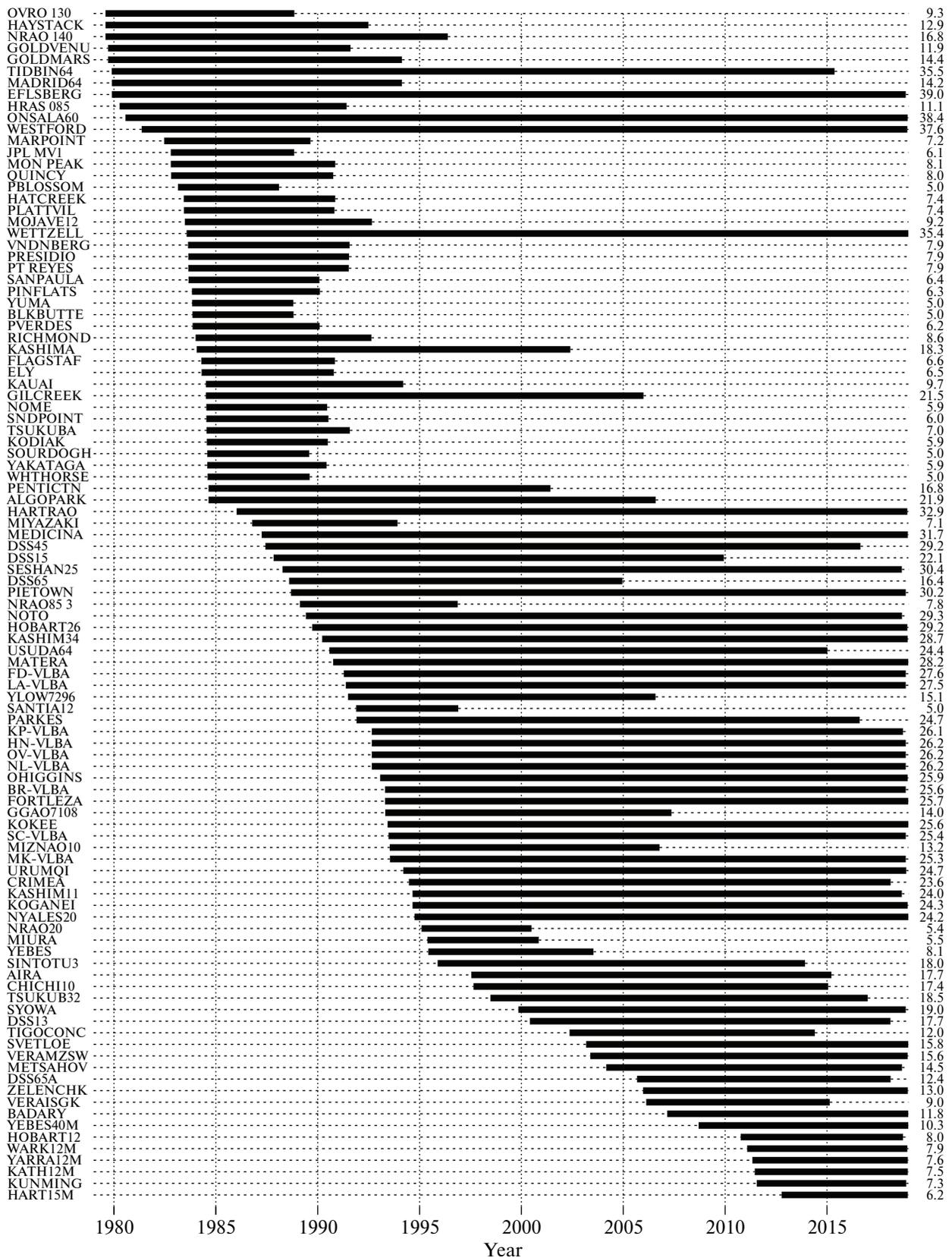


Рис. 11. Периоды работы станций, работавших в сети IVS не менее пяти лет. Справа указан период наблюдений в годах. Станции отсортированы по начальной дате работы в сети IVS.

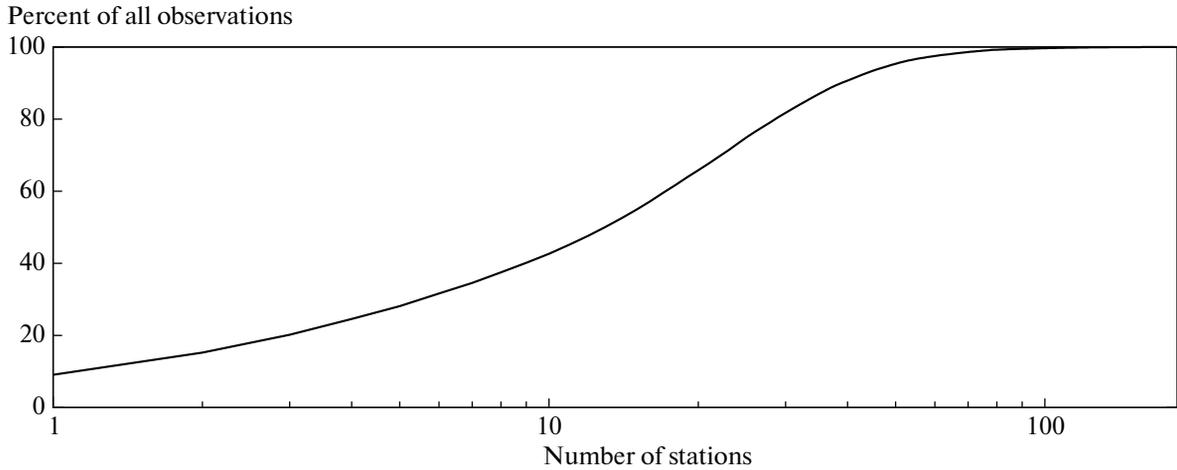


Рис. 12. Процент суммарного числа наблюдений как функция от числа станций.

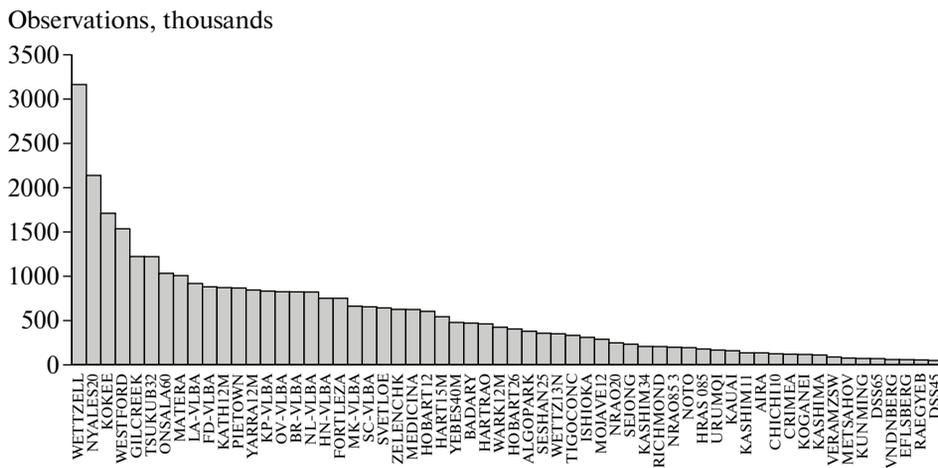


Рис. 13. Число наблюдений (в тысячах), полученных на 60 наиболее активных станциях.

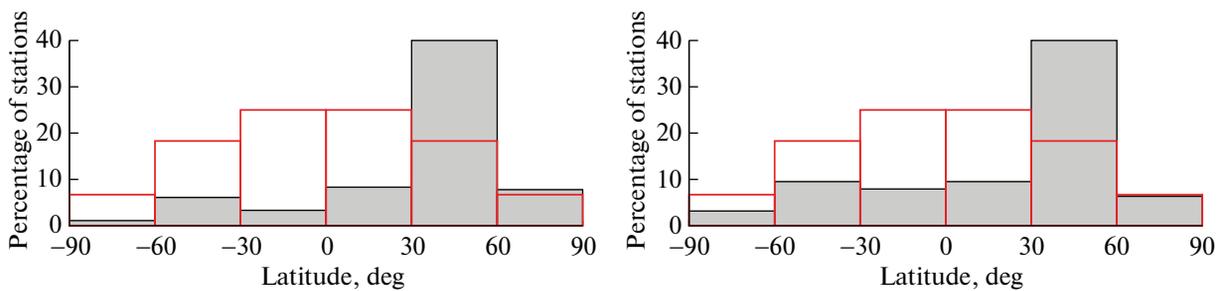


Рис. 14. Распределение станций по 30-градусным широтным зонам: слева все 182 станции, справа – 63 станции с числом сессий не менее 90. Симметричная ступенчатая линия соответствует теоретическому равномерному распределению станций по поверхности Земли.

блюдений, 50% наблюдений сделано на 13 станциях, а 39 станций обеспечили больше 90% наблюдений (рис. 12).

На рис. 13 показана статистика наблюдения для наиболее активных станций. Как уже обсуж-

далось выше, РСДБ-станции неравномерно расположены по поверхности Земли, большинство их расположено в северном полушарии. На рис. 14 показано распределение станций по 30-градусным широтным зонам.

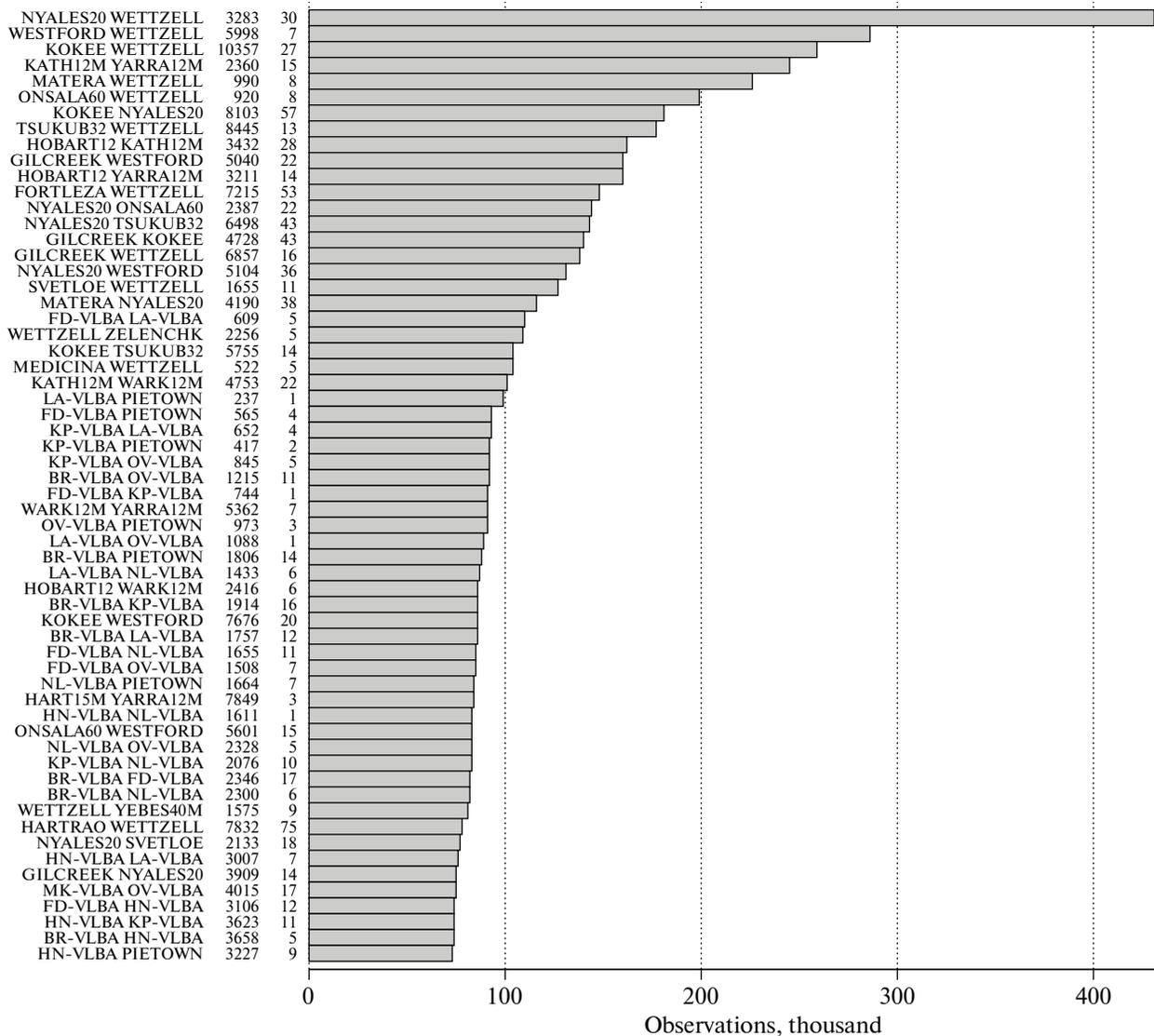


Рис. 15. Число наблюдений (в тысячах), полученных на 60 наиболее активно использовавшихся базах между РСДБ-антеннами. После названия базы (участвовавших станций) приведены длина базы в километрах и разность широт станций в градусах.

Важной и непосредственно наблюдаемой величиной в РСДБ является длина базы между станциями, с чего, собственно, и начались геодезические приложения РСДБ. На рис. 15 показана статистика наблюдений, полученных на 60 наиболее часто наблюдавшихся базах. Эта статистика показывает, что основная масса наблюдений произведена на базах с преимущественно широтной протяженностью (с небольшой разностью широт станций, образующих базу), что скорее всего является основной причиной более высокой точности определения прямых восхождений по сравнению с точностью определения склонений, как обсуждалось в разделе 3.

Одним из основных приложений РСДБ является изучение изменений координат станций и

длин баз между ними. При этом важно, что длина базы между двумя РСДБ-станциями является инвариантом по отношению к принятой системе координат. Именно измерение длин баз стало первым научно значимым результатом применения метода РСДБ и до сих пор остается одним из основных геодезических результатов, получаемых этим методом наблюдений. Достаточно сказать, что именно по изменениям длин межконтинентальных баз между американскими и европейскими РСДБ-станциями было впервые надежно обнаружено взаимное движение тектонических плит.

Ошибка определения длины базы традиционно используется в РСДБ для оценки точности геодезических измерений. Первые измерения

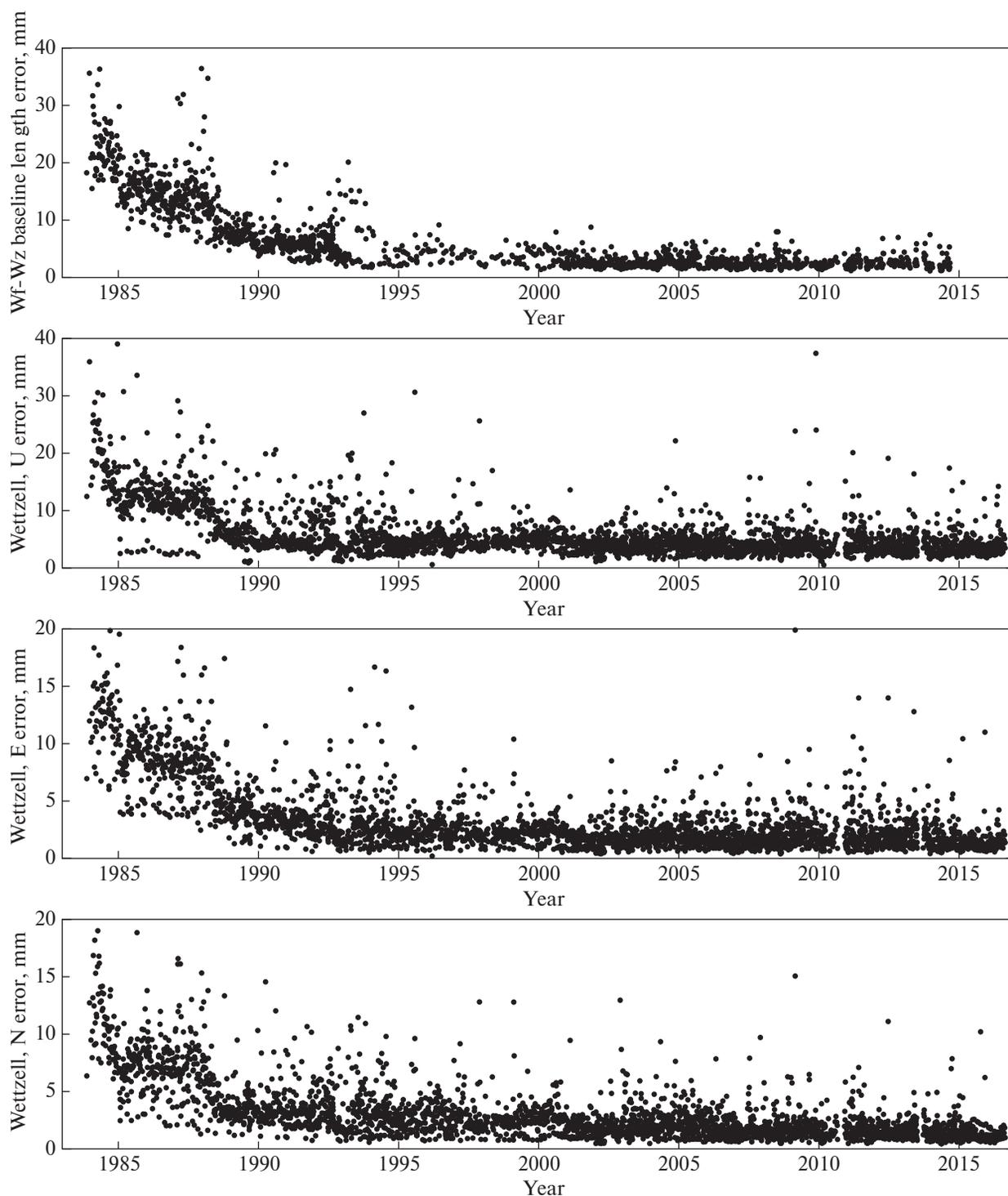


Рис. 16. Эволюция точности определения длин баз и координат станций со временем. Сверху вниз: ошибка длины базы WESTFORD–WETTZELL, ошибка вертикальной составляющей положения станции WETTZELL, ошибки восточной и северной горизонтальных составляющих станции WETTZELL.

длин баз имели метровую точность, однако уже к началу 1970-х годов точность улучшилась до ~10 см, а к началу 1980-х годов точность достигла ~2 см [10]. Такое резкое улучшение точности в

первые 10–15 лет развития РСДБ объясняется, в первую очередь, переходом РСДБ-систем от стандарта Mark-1 к стандарту Mark-3 [10]. Дальнейшее повышение точности наблюдений произошло в

результате перехода к стандарту Mark-4. В наше время ошибка определения длины базы составляет около 2 мм. Эволюция точности определения координат станций и длин баз за последние 30 лет показана на рис. 16 на примере станций WETTZELL и WESTFORD. Данные для этого графика были любезно предоставлены Daniel MacMillan (GSFC). Отметим, что станция WETTZELL наблюдала в наибольшем числе сессий, а база WESTFORD–WETTZELL – наиболее часто используемая межконтинентальная база.

Сравнение ошибок определения вертикальной и горизонтальных составляющих вектора координат станции показывает, что ошибки горизонтальных компонент примерно одинаковы, а ошибка вертикальной составляющей примерно вдвое больше, что характерно и для других измерений методами космической геодезии. Также можно заметить, что после 1993 г. ошибки координат и длин баз практически не уменьшаются, что соответствует эволюции точности определения ПВЗ, обсуждаемой в следующем разделе.

5. ПАРАМЕТРЫ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ

Определение ПВЗ является одним из основных научных и прикладных приложений РСДБ. Метод РСДБ является единственным высокоточным методом, позволяющим производить определения прецессии и нутации земной оси, и определения всемирного времени. Без результатов РСДБ невозможно построение современных теорий прецессии-нутации. Эти же наблюдения вариаций положения небесного полюса играют важную роль для изучения строения Земли и внутренних процессов в теле Земли. Поэтому программам наблюдения ПВЗ придается большое значение при планировании работы сети IVS. Так, в 2018 г. из 181 регулярной 24-часовой сессии IVS 105 были предназначены для определения ПВЗ. Разумеется, эти сессии используются и для всех других астрометрических и геодезических решений, но их расписание оптимизировано, в первую очередь, для получения наиболее точных значений ПВЗ. Кроме того, состоялись 366 коротких сессий для оперативного определения всемирного времени.

До 1980-х годов данные РСДБ использовались для определения ПВЗ нерегулярно. Обзор ранних работ по определению ПВЗ методом РСДБ до начала 1980-х годов можно найти, например, в [45, 57]. Первыми специальными программами для определения ПВЗ были программа геодезической службы США POLARIS (146 сессий с ноября 1980 г. по ноябрь 1990 г.) и программа JPL TEMPO (с середины 1980 г.). Только наблюдения POLARIS доступны в центре данных IVS. При этом первые три года наблюдения по этой программе проводились на двух, реже трех станциях США, и толь-

ко с конца 1983 г. к сети POLARIS присоединилась европейская станция WETTZELL. Наблюдения универсальной программы CDP с августа 1979 г. также использовались для определения ПВЗ. Основные наблюдательные РСДБ-программы для определения ПВЗ начались в 1984 г. и были основаны на наблюдениях в стандарте Mark-4. Первой из этих программ была IRIS-A, наблюдения на которой производились с 4 января 1984 г. по 26 апреля 1993 г. Наблюдения по этой программе велись сначала раз в 5 дней, а с конца апреля 1991 г. раз в неделю. Всего по этой программе было получено 637 сессий. Параллельно с 29 апреля 1987 г. по 19 октября 1994 г. велись ежемесячные наблюдения на альтернативной сети станций по программе IRIS-P. Всего по этой программе было получено 92 сессии. Также в период с 9 января 1986 г. по 13 декабря 2001 г. проводились наблюдения по программе IRIS-S, сеть которой включала южную станцию HARTRAO (Южная Африка) и иногда SANTI12 (Чили). По этой программе было получено 167 сессий со средним интервалом около месяца. Важное значение для повышения точности определения ПВЗ имела организация программ NEOS-A (452 сессии с 5 мая 1993 г. – 27 декабря 2001 г.), которая стала основной программой ПВЗ на эти годы, и CORE (148 сессий с 8 января 1997 г. по 19 декабря 2001 г.), наблюдения на которой, кроме самостоятельного значения, также использовались для сравнения с программой NEOS-A для изучения систематических ошибок определений ПВЗ из РСДБ-наблюдений. С начала 2002 г. основными программами определения ПВЗ IVS стали программы R1 и R4. Наблюдения по ним проводятся дважды в неделю, обычно по понедельникам (R1) и четвергам (R4) (дни недели относятся к моменту начала сессии).

Изменение со временем ошибок определения ПВЗ из РСДБ-наблюдений приведено на рис. 17. На графиках каждая точка соответствует одной 24-часовой серии наблюдений. Данные взяты из ряда ПВЗ, вычисленного в GSFC⁷. На этом же рисунке приведены данные для пяти основных наблюдательных программ определения ПВЗ: IRIS-A, IRIS-S, NEOS-A, R1 и R4. На представленных графиках хорошо видны несколько моментов резкого улучшения точности ПВЗ. Наиболее заметны из них скачок в мае 1993 г. после запуска программы NEOS-A и в начале 2002 г. после перехода на программы R1 и R4. Эти особенности рядов ПВЗ полезно учитывать при определении оптимального интервала данных для изучения долгопериодических вариаций вращения Земли, например, для уточнения модели прецессии-нутации [58].

⁷ <ftp://cddis.nasa.gov/vlbi/ivsproducts/eops/gsf2016a.eops.gz>

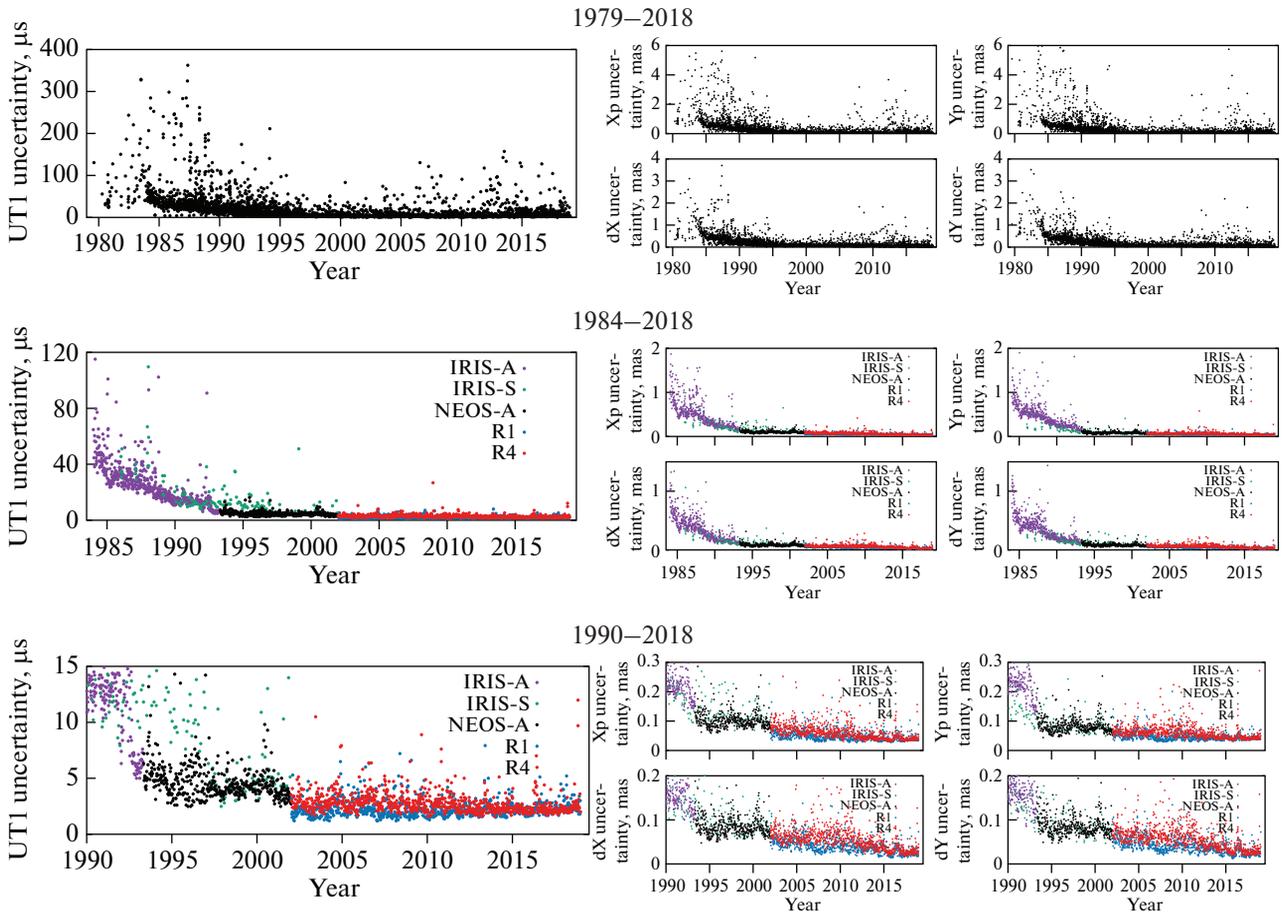


Рис. 17. Изменение ошибок определения ПБЗ со временем по данным GSFC для всего периода наблюдений (верхняя панель), и для пяти основных программ определения ПБЗ с 1985 г. (средняя панель) и с 1990 г. (нижняя панель). На левой панели приведены данные для всемирного времени в мкс. Изменение ошибок остальных четырех ПБЗ (координаты полюса X_p и Y_p и поправки к углам прецессии-нутации dX и dY) со временем носит такой же характер и показано на правой панели рисунка в мсд. Периоды действия основных наблюдательных программ определения ПБЗ: IRIS-A 1984.0–1993.0, IRIS-S 1986.0–2002.0, NEOS-A 1993.3–2002.0, R1 и R4 с 2002.0.

На рис. 18 приведено изменение со временем ошибок определения всемирного времени по часовым сериям наблюдений для пулковского ряда ПБЗ⁸. На графиках каждая точка соответствует одной серии Intensive. Сравнение с рядами всемирного времени, вычисленными по часовым сериям в других центрах, показало, что все они близки между собой.

Как было показано в [49], как внутренние, так и внешние ошибки ПБЗ хорошо коррелируют с размерами сети, в первую очередь с ее геометрическим объемом. На рис. 19 показаны изменения со временем геометрических параметров РСДБ-сетей, наблюдения с которых собраны в архиве IVS. Сопоставление этих данных с данными по улучшению точности определения ПБЗ, при-

веденными выше, подтверждает их тесную зависимость.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К своему двадцатилетию IVS стала основной международной организацией, координирующей деятельность десятков институтов во многих странах, работающих в области радиоастрометрии и РСДБ-системы космической геодезии. В настоящее время в работе IVS участвуют около 60 РСДБ-антенн, расположенных во многих странах всех континентов (в наблюдениях 2018 г. были задействованы 57 антенн). В составе IVS работают также центры технологического развития, операционные центры, осуществляющие планирование наблюдений и координацию работы станций, центры хранения данных и центры анализа данных. Всего в работе службы участвуют институты более двадцати стран.

⁸ <ftp://cddis.nasa.gov/vlbi/ivsproducts/eopi/pul2010a.eopi.gz>

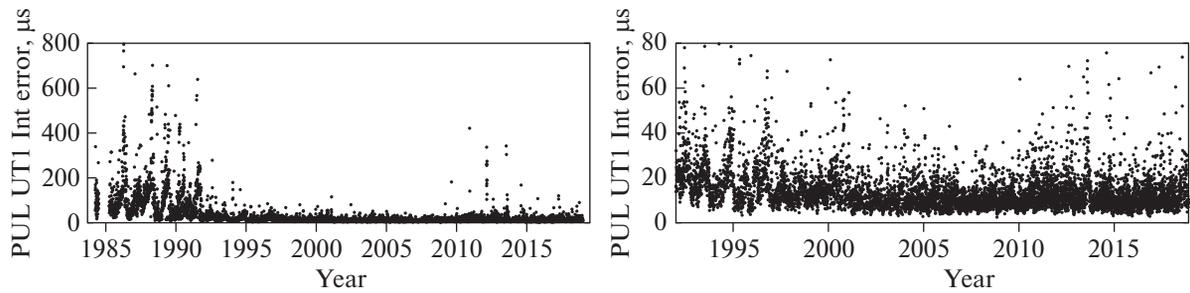


Рис. 18. Изменение ошибок определения всемирного времени по сериям UT1 Intensive (данные ГАО РАН) в мкс: слева – все данные, справа – данные после 1992 г.

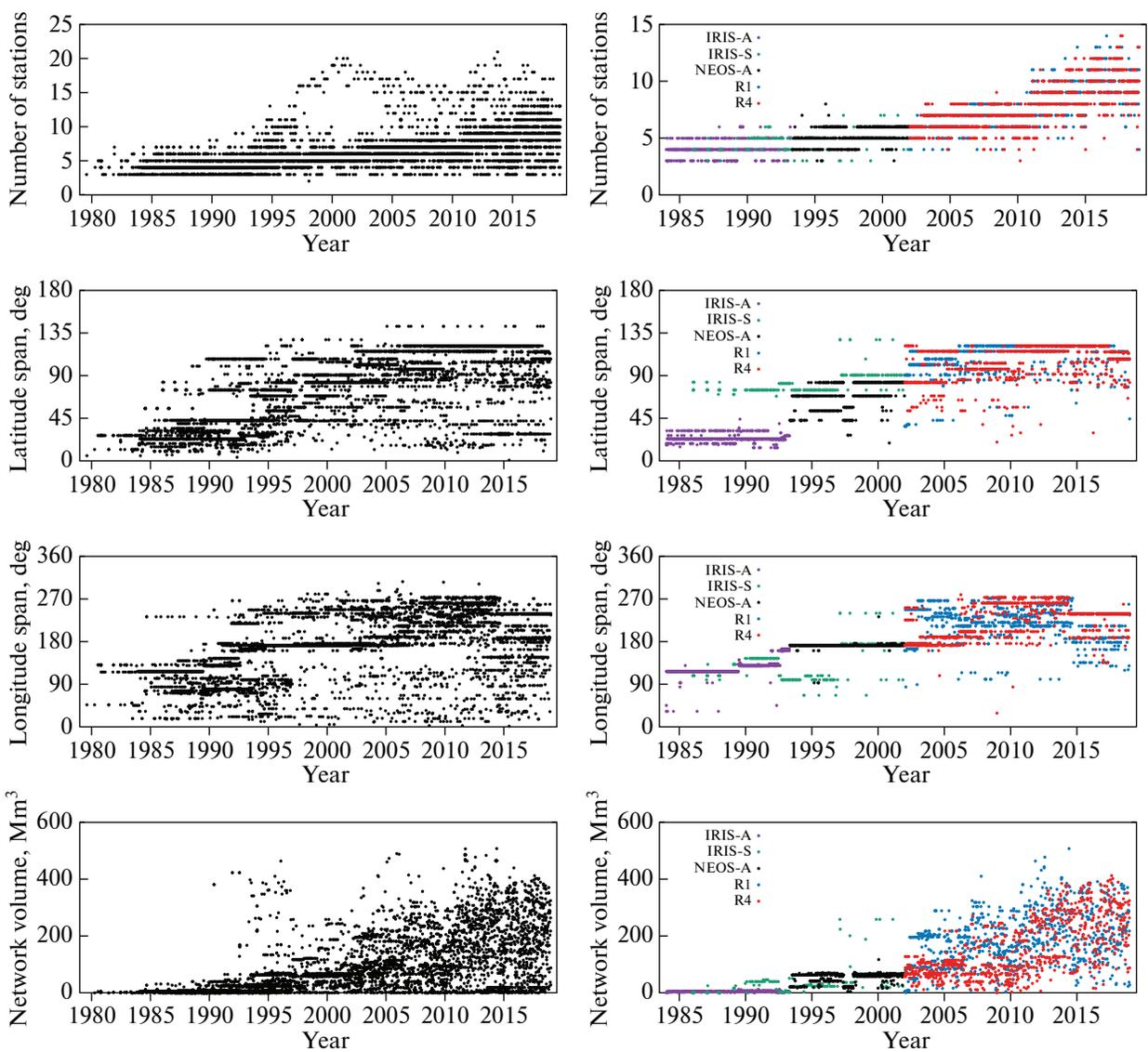


Рис. 19. Изменение геометрических характеристик РСДБ-сети IVS со временем. Сверху вниз: число станций, размер сети по широте, размер сети по долготе и объем сети. На левой панели приведены данные для всех сессий, на правой – сессии основных программ определения ПВЗ.

В центре данных IVS к настоящему времени накоплено более 17 миллионов наблюдений и в среднем более миллиона наблюдений добавляется к ним ежегодно. Результаты обработки этих наблюдений с большим весом используются при выводе международной опорной земной системы отсчета ITRF и ПВЗ. IVS совместно с MAC используют наблюдения, хранящиеся в центре данных IVS, для вывода ICRF, официальной международной небесной системы отсчета с 1998 г.

Метод РСДБ также является единственным высокоточным современным методом определения всемирного времени и движения небесного полюса. Кроме того, РСДБ играет уникальную роль в поддержании долговременной стабильности рядов ПВЗ и земной системы координат.

В настоящее время IVS продолжает активно развиваться. Быстро растет сеть станций нового поколения VGOS, работающих на основе быстрых антенн и широкополосных высокоскоростных систем приема и регистрации сигнала. Кроме уже работающих станций, упомянутых выше, вводятся в строй новые станции, такие, например, как 13-метровые телескопы, установленные на обсерваториях ИПА РАН SVETLOE, ZEL-ENCHK и BADARY [59, 60]. В практику работы сети IVS внедряются новые методы планирования и контроля работы РСДБ-станций. Для повышения точности обработки результатов совершенствуются астрономические и геофизические модели и методы анализа данных. Все это позволяет уверенно говорить об усилении в ближайшие годы роли радиоастрометрии в астрономии, геодезии, науках о Земле, а также при решении прикладных задач.

БЛАГОДАРНОСТИ

Все данные РСДБ-наблюдений, использованные в этой работе, получены благодаря многолетней трудной и высококвалифицированной работе многих людей и организаций, внесших и вносящих вклад в работу IVS: наблюдательных станций и корреляторов, технических центров и центров планирования и обработки наблюдений, а также координаторов деятельности IVS. Их вклад в развитие науки заслуживает высочайшего признания.

Автор благодарен Daniel MacMillan (NVI Inc., NASA GSFC) за предоставленные ряды координат станций и длин баз, а также David Gordon (NVI Inc., NASA GSFC) и Alan Fey (U.S. Naval Observatory) за предоставленные каталоги координат радиоисточников.

Часть наблюдений за 2018 г. была обработана с помощью конвертера данных из формата vgosDB в формат NGS⁹, написанного Светланой Миро-

новой, Еленой Скурихиной и Сергеем Курдубовым (Институт прикладной астрономии РАН).

Работа выполнена частично за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

При подготовке статьи использовалась реферативная база SAO/NASA Astrophysics Data System¹⁰ (ADS).

Автор благодарен анонимному рецензенту за полезные замечания по первоначальному варианту статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. W. T. Sullivan III, in *Radio Interferometry. Theory, Techniques, and Applications*, Proc. of the 131st IAU Colloquium, edited by T. J. Cornwell and R. A. Perley (San Francisco: ASP, 1991), ASP Conf. Ser. **19**, 132 (1991).
2. M. Ryle and D. D. Vonberg, *Nature* **158**, 339 (1946).
3. M. Ryle, F. G. Smith, and B. Elsmore, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **110**, 508 (1950).
4. M. Ryle, *Vistas Astron.* **1**, 532 (1955).
5. K. I. Kellermann and M. H. Cohen, *J. Royal Astron. Soc. Canada* **82**, 248 (1988).
6. J. M. Moran, in *Radio Emission from Galactic and Extragalactic Compact Sources*, Proc. of the 164th IAU Colloquium, edited by J. A. Zensus, G. B. Taylor, and J. M. Wrobel (San Francisco: ASP, 1998), ASP Conf. Ser. **144**, 1 (1998).
7. B. G. Clark, in *Radio Astronomy at the Fringe*, edited by J. A. Zensus, M. H. Cohen, and E. Ros (San Francisco: ASP, 2003), ASP Conf. Ser. **300**, 1 (2003).
8. L. I. Matveenko, *Astron. Nachricht.* **328**, 411 (2007).
9. L. I. Matveenko, N. S. Kardashev, and G. B. Sholomitskii, *Radiophysics and Quantum Electronics* **8**, 461 (1965).
10. J. W. Ryan and C. Ma, *Phys. Chem. Earth* **23**, 1041 (1998).
11. G. W. Brown, T. D. Carr, and W. F. Block, *Astrophys. Lett.* **1**, 89 (1968).
12. T. D. Carr, M. A. Lynch, M. P. Paul, G. W. Brown, J. May, N. F. Six, V. M. Robinson, and W. F. Block, *Radio Science* **5**, 1223 (1970).
13. N. W. Broten, T. H. Legg, J. L. Locke, C. W. McLeish, et al., *Science* **156**, 1592 (1967).
14. N. W. Broten, J. L. Locke, T. H. Legg, C. W. McLeish, and R. S. Richards, *Nature* **215**, 38 (1967).
15. C. Bare, B. G. Clark, K. I. Kellermann, M. H. Cohen, and D. L. Jauncey, *Science* **157**, 189 (1967).
16. O. J. Sovers, J. L. Fanselow, and C. S. Jacobs, *Rev. Modern Physics* **70**, 1393 (1998), arXiv:astro-ph/9712238.

⁹ <https://github.com/AstroLis/VGOSdb2NGS>

¹⁰ <https://ui.adsabs.harvard.edu/>

17. V. E. Zharov, Basics of radio astrometry (Moscow: Moscow State University, Faculty of Physics, 2011).
18. A. M. Finkelstein, V. S. Gubanov, and Y. S. Yatskiv, in *Developments in Astrometry and their Impact on Astrophysics and Geodynamics*, Proc. of the 156th Symposium of the IAU held in Shanghai, China, September 15–19, 1992, edited by I. I. Mueller and B. Kolaczek (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1993), p. 191.
19. A. Finkelstein, A. Ipatov, and S. Smolentsev, in *International VLBI Service for Geodesy and Astrometry 2004 General Meeting Proceedings*, held Ottawa, Canada, February 9–11, 2004, edited by N. R. Vandenberg and K. D. Baver (NASA/CP-2004-212255, 2004), p. 161 [<http://ivsc.gsfc.nasa.gov>].
20. J. Amagai, H. Kiuchi, and N. Kawaguchi, *IEEE Transactions on Instrumentation Measurement* **38**, 672 (1989).
21. T. Kondo, N. Kurihara, Y. Koyama, J. Nakajima, et al., in *13th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry*, p. 80 (1999).
22. S. Ogi, in *13th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry*, p. 89 (1999).
23. Z. Qian, S. Ye, X. Hong, X. Zhang, J. Zhang, X. Zhang, and H. Zhang, in *International VLBI Service for Geodesy and Astrometry 2004 General Meeting Proc.*, held Ottawa, Canada, February 9–11, 2004, edited by N. R. Vandenberg and K. D. Baver (NASA/CP-2004-212255, 2004), p. 133 [<http://ivsc.gsfc.nasa.gov>].
24. J. E. J. Lovell, J. N. McCallum, P. B. Reid, P. M. McCulloch, et al., *J. Geodesy* **87**, 527 (2013), arXiv:1304.3213 [astro-ph.IM].
25. M. Stagni, M. Negusini, G. Bianco, and P. Sarti, in *International VLBI Service for Geodesy and Astrometry 2016 General Meeting Proceedings: New Horizons with VGOS*, edited by D. Behrend, K. D. Baver, and K. L. Armstrong (NASA/CP-2016-219016, 2016), p. 132.
26. W. Schlüter, E. Himwich, A. Nothnagel, N. Vandenberg, and A. Whitney, *Adv. Space Research* **30**, 145 (2002).
27. Z. Malkin, in *International VLBI Service for Geodesy and Astrometry 2004 General Meeting Proc.*, held Ottawa, Canada, February 9–11, 2004, edited by N. R. Vandenberg and K. D. Baver (NASA/CP-2004-212255, 2004), p. 47, arXiv:1102.0665 [physics.geo-ph].
28. M. Brubé, R. Strand, and E. Himwich, in *International VLBI Service for Geodesy and Astrometry 2015M Biennial Report*, edited by K. D. Baver, D. Behrend, and K. L. Armstrong (NASA/TP-2017-219021, 2017), p. 29.
29. D. Behrend, J. Böhm, P. Charlot, T. Clark, et al., in *Observing our Changing Earth*, edited by M. G. Sideris (Berlin, Heidelberg, Springer, 2009), *Intern. Ass. Geodesy Symposia* **133**, 833 (2009).
30. A. Niell, J. Barrett, A. Burns, R. Cappallo, et al., *Radio Science* **53**, 1269 (2018) [<https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018R%20S006617>].
31. D. S. McMillan, W. E. Himwich, C. C. Thomas, N. R. Vandenberg, J. M. Bosworth, B. Chao, T. A. Clark, and C. Ma, in *13th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry*, edited by D. Behrend and A. Rius, **13**, 166 (1999).
32. H. Schuh, P. Charlot, H. Hase, E. Himwich, et al., in *International VLBI Service for Geodesy and Astrometry 2001 Annual Report*, edited by N. R. Vandenberg and K. D. Baver (NASA/TP-2002-210001, 2002), p. 13.
33. A. Nothnagel, D. Behrend, A. Bertarini, P. Charlot, et al., in *International VLBI Service for Geodesy and Astrometry 2016 General Meeting Proceedings*, edited by D. Behrend, K. D. Baver, and K. L. Armstrong (NASA/CP-2016-219016, 2016), p. 3.
34. M. Sekido, H. Takiguchi, Y. Koyama, T. Kondo, et al., *Earth, Planets and Space* **60**, 865 (2008).
35. A. M. Finkelstein, M. N. Kaidanovskii, A. I. Sal'nikov, A. G. Mikhailov, I. A. Bezrukov, E. A. Skurikhina, and I. F. Surkis, *Astron. Letters* **37**, 431 (2011).
36. D. Gordon, C. Jacobs, A. Beasley, A. Peck, et al., *Astron. J.* **151**, 154 (2016).
37. C. Jacobs, F. Arias, D. Boboltz, J. Boehm, et al., in *Proc. of the Journos 2013 "Systèmes de référence spatio-temporels"*. *Scientific developments from highly accurate space-time reference systems*, held Observatoire de Paris, 16–18 September 2013, edited by N. Capitaine, p. 51 (2014).
38. C. Ma, in *Reference Frames*, edited by J. Kovalevsky, I. I. Mueller, and B. Kolaczek, *Astrophys. Space Sci. Library* **154**, 43 (1989).
39. W. Fricke, in *Proper Motions*, Proc. of IAU Colloquium 7, held at Control Data Corporation, Minneapolis, MN, 21–23 April, 1970, edited by W. J. Luyten (Minneapolis: University of Minnesota, 1970), p. 105.
40. M. H. Cohen and D. B. Shaffer, *Astron. J.* **76**, 91 (1971).
41. A. E. E. Rogers, C. C. Counselman, III, H. F. Hinteregger, C. A. Knight, D. S. Robertson, I. I. Shapiro, A. R. Whitney, and T. A. Clark, **186**, 801 (1973).
42. T. A. Clark, L. K. Hutton, G. E. Marandino, C. C. Counselman, et al., *Astron. J.* **81**, 599 (1976).
43. J. L. Fanselow, O. J. Sovers, J. B. Thomas, T. J. Bletzacker, et al., in *Reference Coordinate Systems for Earth Dynamics*, Proc. of the 56th Colloquium of the IAU held in Warsaw, Poland, September 8–12, 1980, edited by E. M. Gaposchkin and B. Kolaczek (Cambridge University Press, 1980), *Proc. IAU Symp.* **56**, 351 (1980).
44. N. D. Umarbayeva, *Bull. SAO* **16**, 5 (1976).
45. H. С. Блинов, *Итоги науки и техники. Сер. Астрономия* **23**, 5 (1983).
46. H. G. Walter, *Astron. and Astrophys.* **210**, 455 (1989).
47. C. Ma, E. F. Arias, T. M. Eubanks, A. L. Fey, et al., *Astron. J.* **116**, 516 (1998).
48. A. L. Fey, D. Gordon, C. S. Jacobs, C. Ma, et al., *Astron. J.* **150**, 58 (2015).
49. Z. Malkin, *J. Geodesy* **83**(6), 547 (2009), arXiv:0908.1793 [physics.geo-ph].
50. T. A. Herring, B. E. Corey, C. C. Counselman III, I. I. Shapiro, et al., *J. Geophys. Res. Solid Earth* **86**, 1647 (1981).
51. T. A. Herring, I. I. Shapiro, T. A. Clark, C. Ma, et al., *J. Geophys. Res. Solid Earth* **91**, 8341 (1986).
52. C. Ma, J. M. Sauber, T. A. Clark, J. W. Ryan, L. J. Bell, D. Gordon, and W. E. Himwich, *J. Geophys. Res. Solid Earth* **95**, 21991 (1990).

53. *T. A. Clark, C. Ma, D. Gordon, A. Mallama, and W. E. Himwich*, *J. Geophys. Res.* **92**, 12741 (1987).
54. *G. Blewitt and D. Lavallo*, *J. Geophys. Res. Solid Earth* **107**, 2145 (2002).
55. *Z. Altamimi, P. Rebischung, L. Métivier, and X. Collilieux*, *J. Geophys. Res. Solid Earth* **121**, 6109 (2016).
56. *C. Abbondanza, T. M. Chin, R. S. Gross, M. B. Heflin, J. W. Parker, B. S. Soja, T. van Dam, and X. Wu*, *J. Geophys. Res. Solid Earth* **122**, 8474 (2017).
57. *H. Moritz and I. I. Mueller*, *Earth rotation: theory and observation* (New York: Ungar, 1987).
58. *Z. M. Malkin*, *Astron. Rep.* **58**, 415 (2014).
59. *A. Ipatov, D. Ivanov, G. Ilin, S. Smolentsev, et al.*, in *International VLBI Service for Geodesy and Astrometry 2014 General Meeting Proceedings. "VGO: The New VLBI Network"*, edited by D. Behrend, K. D. Baver, and K. L. Armstrong (Beijing, China: Science Press, 2014), p. 25.
60. *E. Nosov, D. Ivanov, A. Ipatov, V. Mardyshkin, et al.*, in *International VLBI Service for Geodesy and Astrometry 2018 General Meeting Proceedings. "Global Geodesy and the Role of VGOS – Fundamental to Sustainable Development"*, edited by K. L. Armstrong, K. D. Baver, and D. Behrend (NASA/CP-2019-219039, 2019), p. 12.