

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ.П.Н.ЛЕБЕДЕВА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

*ТАТЬЯНА ИВАНОВНА ЛАРЧЕНКОВА*

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ГРАВИТАЦИОННЫХ  
ПОЛЕЙ НА НАБЛЮДАЕМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

01.03.02 Астрофизика и звездная астрономия

ДИССЕРТАЦИЯ  
на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Москва  
2021

*Диссертация является результатом работы в Астрокосмическом центре ФИАН. Автор глубоко благодарен своим замечательным соавторам и коллегам, без сотрудничества с которыми и неоценимой помощи которых была бы невозможна эта работа.*

# Оглавление

Введение	6
<b>I Влияние неоднородностей Галактики на позиционную точность внегалактических источников излучения</b>	<b>18</b>
<b>1 Эффект “дрожания” координат внегалактических источников</b>	<b>19</b>
1.1 Аналитическое описание проблемы	21
1.2 Результаты вычислений	24
1.2.1 Галактическая карта среднеквадратичного отклонения	26
1.2.2 Статистические параметры	30
1.2.3 События микролинзирования	34
1.3 Заключение	35
<b>2 Возможность обнаружения эффекта “дрожания” координат внегалактических источников</b>	<b>38</b>
2.1 Формулировка проблемы	39
2.2 Неопределенности используемых моделей	40
2.2.1 Модели Галактики	40
2.2.2 Современная функция масс	41
2.2.3 Распределение по скоростям	42
2.3 Другие возможные источники шума	42
2.4 Моделирование эксперимента	43
2.4.1 Моделирование сигнала	45
2.4.2 Моделирование зашумленного сигнала	49
2.5 Заключение	52
2.6 Приложение к первой части	54
<b>Заключение к первой части</b>	<b>58</b>
<b>II Влияние неоднородностей Галактики на временную модуляцию излучения пульсаров</b>	<b>60</b>
<b>3 Стохастический эффект Шапиро в хронометрировании пульсаров в шаровых скоплениях</b>	<b>62</b>
3.1 Хронометрирование пульсаров, оценка их параметров и $\sigma_2$ -статистика	66
3.2 Эффект Шапиро для пульсара в шаровом скоплении	68
3.2.1 Автокорреляционная функция эффекта Шапиро	70

3.2.2	Аналитическое описание случая больших прицельных параметров	71
3.2.3	Численная модель пульсарного шума, производимого эффектом Шапиро . . . . .	73
3.3	Заключение . . . . .	77
<b>4</b>	<b>Вероятность наблюдения отдельных событий эффекта Шапиро для пульсаров в шаровых скоплениях</b>	<b>79</b>
4.1	Оценка амплитуды временного запаздывания сигналов пульсара . . . . .	80
4.2	Свойства пульсаров в шаровых скоплениях . . . . .	83
4.3	Вероятность единичного события релятивистского запаздывания . . . . .	84
4.3.1	Пульсар и массивное тело расположены в шаровом скоплении . . . . .	84
4.3.2	Пульсар находится в скоплении, массивное тело вне скопления . . . . .	89
4.4	Количество звезд . . . . .	91
4.5	Частота событий . . . . .	94
4.6	Заклучение . . . . .	96
<b>5</b>	<b>Эффект Шапиро как метод регистрации черных дыр промежуточной массы в шаровых скоплениях</b>	<b>100</b>
5.1	Описание задачи . . . . .	102
5.2	Пульсары в шаровых скоплениях . . . . .	104
5.3	Пульсар в галактике позади шарового скопления . . . . .	107
5.4	Заклучение . . . . .	107
<b>6</b>	<b>Наблюдения пульсара B0525+21</b>	<b>109</b>
6.1	Анализ моментов прихода импульсов пульсара B0525+21 . . . . .	109
6.2	Результаты анализа . . . . .	111
	<b>Заклучение ко второй части</b> . . . . .	<b>115</b>
<b>III Влияние крупномасштабных неоднородностей на спектральные характеристики квазаров</b>		<b>117</b>
<b>7</b>	<b>Лес линий Лайман-альфа как индикатор элементов крупномасштабной структуры</b>	<b>119</b>
7.1	Наблюдаемые характеристики спектров поглощения . . . . .	122
7.1.1	Свойства систем линий поглощения металлов . . . . .	123
7.1.2	Лес линий Лайман-альфа при больших и малых красных смещениях	123
7.2	Поглощающие облака как элементы структуры Вселенной . . . . .	125
7.2.1	Физическая модель поглощающих облаков . . . . .	125
7.3	Восстановленные параметры поглощающих облаков . . . . .	127
7.3.1	Параметры систем линий поглощения металлов . . . . .	128
7.3.2	Параметры леса линий Лайман-альфа . . . . .	129
7.4	Заклучение . . . . .	133
	<b>Заклучение к третьей части</b> . . . . .	<b>135</b>
<b>IV Влияние сильного гравитационного линзирования на наблюдаемые характеристики активных ядер галактик</b>		<b>136</b>
<b>8</b>	<b>Моделирование изображений линзированных активных ядер галактик с крупномасштабными струями</b>	<b>138</b>

---

8.1	Модели гравитационных линз . . . . .	140
8.2	Модели гравитационных линз – эллиптических галактик . . . . .	142
8.3	Модели для гравитационных линз - спиральных галактик . . . . .	147
8.3.1	Модель I. . . . .	147
8.3.2	Модель II. . . . .	151
8.3.3	Модель III . . . . .	153
8.4	Контрвыброс . . . . .	154
8.5	B0218+357 . . . . .	155
8.6	Заключение. . . . .	158
8.7	Приложение . . . . .	160
<b>9</b>	<b>Наблюдения линзированных релятивистских струй как способ ограничения параметров галактик-линз</b> . . . . .	<b>164</b>
9.1	Учет конечной ширины струи и сопоставление с результатами наблюдений VLA . . . . .	165
9.2	Позиционные углы изображений струи вблизи эжектора релятивистских частиц . . . . .	169
9.3	Скорость движения сгустков в изображениях струи . . . . .	171
9.4	Заключение. . . . .	172
<b>10</b>	<b>Перспективы наблюдений гравитационно-линзированных источников космическими обсерваториями ИК и субмиллиметрового диапазона</b> . . . . .	<b>175</b>
10.1	Подсчеты и свойства линзированных источников . . . . .	178
10.2	Научные задачи и перспективы их решения . . . . .	182
10.3	Заключение. . . . .	188
	<b>Заключение к четвертой части</b> . . . . .	<b>189</b>
	<b>Заключение</b> . . . . .	<b>192</b>
	<b>Литература</b> . . . . .	<b>195</b>

# Введение

## Общая характеристика

### Актуальность темы

При исследовании космических объектов и явлений в электромагнитной области спектра наблюдателям, как правило, доступна пространственная, временная и спектральная информация. Получаемые данные позволяют измерять и изучать наблюдаемые объекты исследования, а также разрабатывать модели, необходимые для понимания происходящих в них физических процессов. При этом важно отметить, что доступная в измерениях информация содержит не только сведения непосредственно о самом изучаемом объекте или явлении, но и о среде, в которой распространяется его излучение. В частности, испущенные источником фотоны при движении к наблюдателю испытывают воздействие существующих вдоль луча зрения неоднородностей гравитационных полей, в том числе создаваемых движущимися массивными объектами. С одной стороны это воздействие искажает информацию о самом источнике, а с другой – позволяет получить информацию о свойствах расположенных вблизи луча зрения объектах. При этом эти объекты могут проявлять себя только посредством гравитационного взаимодействия, слабо излучая или вообще не излучая в электромагнитном диапазоне. Важно отметить, что гравитация является универсальным видом взаимодействия между объектами, имеющими массу. Это взаимодействие проявляется на всех масштабах – от малых небесных тел до массивных скоплений галактик, что позволяет использовать наблюдения гравитационных эффектов в широком диапазоне масс.

Наличие массивных объектов вблизи луча зрения способно приводить к изменению наблюдаемого положения источника излучения, появлению его множественных изображений, изменениям наблюдаемого спектра, усилению наблюдаемого потока излучения, вызывать временную модуляцию наблюдаемого периодического излучения, а также временную задержку между возникающими изображениями источника. Уже сегодня при анализе наблюдательных данных для восстановления собственных параметров изучаемых источников становится важным учет значительной части этих эффектов. Как было отмечено выше, помимо “негативного” (искажающего) воздействия, они могут быть использованы в качестве уникальных инструментов для получения информации о невидимых

(или слабо излучающих) массивных космических объектах любой массы и природы.

Определение положений (координат) источников космического излучения, их собственных движений, тригонометрических параллаксов являются основными задачами астрометрии и важнейшими данными, которые используются во всех областях наблюдательной астрономии. Корректность решения астрометрических задач во многом определяется наличием надежной небесной системы отсчета. Международная небесная система отсчета (International Celestial Reference Frame, ICRF; Ма и др., 1998), как и ее последующие модификации (ICRF2, ICRF3), построены на основе измерения положений опорных внегалактических источников, таких как, квазары и далекие галактики. Движущиеся вблизи луча зрения на эти опорные источники звезды и другие массивные объекты Галактики будут вызывать изменение их видимых положений во времени из-за отклонения лучей света в гравитационных полях, создаваемых этими массивными объектами. Возникает так называемый эффект ‘дрожания’ координат наблюдаемых внегалактических источников, в том числе источников, на которых построена система ICRF. Адекватное определение параметров этого эффекта необходимо для понимания степени его влияния на точность реализации системы отсчета и необходимости его учета при долговременных астрометрических наблюдениях. Кроме астрометрического применения, измерение для разных направлений на небе эффекта дрожания позволит получить информацию о структуре Галактике и протестировать применимость ее разных моделей.

Помимо влияния на точность определения положения источников космического излучения движущиеся вблизи луча зрения массивные объекты способны оказывать также влияние на их временные характеристики, в частности, вызывать модуляцию моментов прихода импульсов пульсаров из-за эффекта Шапиро – релятивистской временной задержки распространения электромагнитного сигнала в статичном сферически-симметричном гравитационном поле точечной массы (Шапиро 1964). В случае, когда пульсар находится в центральной области шарового звездного скопления, где наблюдается высокая плотность звезд и звездных остатков, возникает стохастический эффект Шапиро, который проявляется в виде низкочастотного шума в наблюдениях моментов прихода импульсов этого пульсара. Знание характеристик этого шума позволит его выделить в наблюдаемых данных, улучшить процедуру оценки параметров пульсара в данных его хронометрирования, а также получить информацию о структуре звездного скопления. Наблюдения единичных событий эффекта Шапиро с большими амплитудами могут быть использованы для обнаружения массивных компактных релятивистских объектов, например, черных дыр промежуточных масс, которые могут находиться в центрах некоторых массивных шаровых скоплениях согласно ряду имеющихся наблюдательных данных.

В случае, когда массивный объект оказывается на луче зрения, могут наблюдаться события так называемого сильного гравитационного линзирования. В этом случае у наблюдателя появляется созданный природой эффективный телескоп, позволяющий решать актуальные космологические и астрофизические

задачи (см., например, Шнайдер и др., 1992; Бартельман, 2010; Бисноватый-Коган, Цупко, 2017), в том числе, определение постоянной Хаббла (Рефсдал, 1964). В случае сильного гравитационного линзирования наблюдаются множественные изображения фонового источника. Чем массивнее линза, тем больше будет наблюдаемое угловое расстояние между изображениями линзируемого источника при том же прицельном параметре. Поэтому легче обнаружить гравитационно-линзированные системы, в которых линзой является массивная галактика или массивное скопление галактик. Первым зарегистрированным событием сильного гравитационного линзирования было обнаружение двух изображений квазара B0957 + 561, которые явились результатом линзирования массивной галактикой (Вэлш и др., 1979). Если источником излучения является протяженный объект, например, галактика, то вокруг галактики-линзы может наблюдаться кольцо Эйнштейна-Хвольсона или часть этого кольца. Если в качестве линзы выступает скопление галактик, то галактики, расположенные за этим скоплением, наблюдаются в виде ярких протяженных дуг. Такие гигантские яркие дуги были впервые обнаружены в скоплении галактик A370 (Линдс, Петросян, 1986; Сукэйл и др., 1987) и интерпретированы в работе Пачинского (1987), как изображения линзированных этим скоплением фоновых галактик.

Измерение потоков, положений линзы и линзированных изображений квазара, а также временного запаздывания между этими изображениями позволяют восстановить распределение массы в линзе, а также определить основные параметры космологической модели. К таким параметрам относится постоянная Хаббла, для которой в последние несколько лет появились свидетельства о различии ее значений для ранней и поздней Вселенной. Если это различие не связано с ошибками в измерениях, то возникает необходимость в пересмотре и модификации стандартной космологической модели, что в свою очередь, может привести к новому пониманию физических процессов происхождения структуры Вселенной. Таким образом, становятся актуальными любые независимые от лестницы расстояний методы определения постоянной Хаббла. Одним из наиболее перспективных методов является использование наблюдений событий сильного гравитационного линзирования переменных источников, для которых возможно с хорошей точностью измерить временное запаздывание между изображениями и их положение относительно линзы. Одним из подходящих объектов для таких измерений является гравитационно-линзированная система B0218+357, у которой наблюдаются два изображения компактного ядра и крупномасштабный струйный выброс, центральная область которого также линзируется находящейся на луче зрения галактикой, что приводит к возникновению наблюдаемых кольцевых структур (Ларченкова и др., 2011а,б). Обсуждение вопросов построения модели линзирования этой системы с учетом струйного выброса, вырождения параметров, возможность использования дополнительных параметров для определения постоянной Хаббла является в настоящее время крайне актуальным. Не менее важно понимание перспектив обнаружения планируемыми обсерваториями событий сильного гравитационного линзирования в диапазоне от далекого-ИК до миллиметрового, которые также могут быть использованы для



статистически значимого определения постоянной Хаббла и других космологических параметров.

Перечисленные выше эффекты Общей теории относительности: отклонение лучей света в гравитационном поле массивного объекта, эффект Шапиро, сильное гравитационное линзирование могут быть использованы для поиска невидимых по разным причинам объектов в широком диапазоне их масс.

Эта задача в последнее время приобретает все большую актуальность. В частности, на основании анализа наблюдательных данных (см., например, Коллаборация Планк, 2018) было установлено, что наблюдаемое вещество составляет лишь несколько процентов от полной массы Вселенной и проблема наблюдения скрытого вещества и установления его природы является одной из ключевых в космологии. Из анализа кривых вращения спиральных галактик, полученных Рубин и др. (1980), оказалось, что масса галактик, необходимая для объяснения этих кривых, в десять раз превосходит суммарную массу всех известных компонент спиральных галактик (звезд, газа, пыли). Кроме того, уже в 70-х годах было известно (Острайкер и др., 1974), что диски галактик нестабильны в отсутствие массивного гало, состав которого все еще остается неизвестен. Эти выводы оказываются справедливыми и для нашей Галактики; при этом полагают, что ее дисковая составляющая не содержит значительного количества темного вещества, а вот более 90% вещества гало не наблюдаемо (Куийкен, Гилмор 1991; Руле, Молерах 1997). Это невидимое гало может состоять как из барионного, так и небарионного вещества. В первом случае скрытую массу гало могут составлять компактные массивные объекты, такие как коричневые карлики, первичные черные дыры, белые карлики, подобные Юпитеру планеты и т.д. Во втором случае небарионное вещество может быть представлено слабо взаимодействующими массивными невидимыми частицами (WIMPs), также способными скучиваться в компактные объекты темной материи (Березинский и др. 2003). Таким образом, оказывается важным использование всех возможных способов для обнаружения невидимого вещества.

В последние годы в наблюдениях обнаруживается все большее число карликовых и ультрадиффузных галактик, которые содержат мало звезд (Уолкер и др., 2009; Мартинес-Дельгадо и др., 2016; Мерит и др., 2016; Ли и др., 2017; Роман и Тражилло, 2017; Ши и др., 2017). Вероятно эти объекты представляет собой некий промежуточный класс объектов между нормальными галактиками и массивными темными гало, содержащими мало барионов и в которых не произошло образование звезд. Обнаружить такие темные гало в наблюдениях возможно только по их гравитационному взаимодействию, а также, в случае попадания на луч зрения, с помощью регистрации линий поглощения нейтрального водорода в наблюдаемых спектрах далеких квазаров. Наблюдаемые параметры линий характеризуют свойства вещества в области поглощения, позволяют определить значение доплер-параметра, лучевую концентрацию нейтрального водорода, а также красное смещение поглощающего объекта. Еще более важным моментом является оценка физических параметров поглощающих объектов. Актуальной задачей в этом направлении становится разработка методов определения физи-

ческих характеристик поглощающих объектов из анализа наблюдаемого в спектрах далеких квазаров леса линий поглощения Лайман-альфа. Использование таких методов является одним из немногих способов получения информации о параметрах темных гало с массами  $\sim (10^8 - 10^9)M_{\odot}$ .

Проблема обнаружения скрытого вещества существует и на более мелких пространственных масштабах. Как было показано Хегги и Хутом (1996), половину массы шаровых звездных скоплений составляют маломассивные звезды и белые карлики, которые ненаблюдаемы из-за их малой светимости. В результате стратификации по массе тяжелые звезды имеют тенденцию опускаться к ядру скопления в отличие от популяции легких объектов. Следовательно, невидимую компоненту скопления можно ожидать обнаружить на его периферии. Обнаружение значительного числа пульсаров в шаровых скоплениях, например, в таких как 47 Tucanae, Terzan 5, M15 (Фрейер и др., 2017) делают актуальным обсуждение вопроса об их использовании для изучения невидимого вещества как в самих шаровых скоплениях, так и в Галактике вдоль луча зрения в направлении этих скоплений. Представляется возможным также использовать хронометрирование пульсаров, расположенных непосредственно за скоплением.

Таким образом, актуальность рассматриваемой тематики обусловлена фундаментальным характером изложенных выше проблем и задач, а также развитием современных технологий и характеристик наблюдательных инструментов, позволяющих проводить высокоточные наблюдения во временной, пространственной и спектральной областях (см., например, Черепашук и др., 2019). Существующие в настоящее время инструменты уже позволяют измерять положения ультра-компактных ядер галактик методами радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами с точностью суб-нанорadian (Бизли и др., 2002), а астрометрические наблюдения в оптическом диапазоне достигают точности измерения нескольких угловых микросекунд в год (Gaia, Линдегрэн и др., 2018). Точность определения моментов прихода импульсов миллисекундных пульсаров на длительных интервалах времени приближается к 50 нс (Бэйлес, 2003; Ословский и др., 2013). Спектральное разрешение спектрометров высокого разрешения уже сегодня достигает величины  $\sim 5$  км/с (например, спектрометр ультрафиолетового и видимого диапазонов VLT/UVES).

Настоящая диссертация посвящена изучению и использованию эффектов, возникающих при распространении излучения далеких космических источников в гравитационных полях, создаваемых небесными массивными объектами, движущимися вблизи луча зрения или расположенными вдоль луча зрения.

## Цели диссертации

1. Расчет и моделирование искажений наблюдаемых пространственных, временных и спектральных характеристик излучения космических объектов и явлений, возникающих вследствие неоднородностей гравитационных полей, вызываемых расположенными на луче зрения или вблизи него массивными объектами.

2. Разработка методов поиска, определения физических характеристик и установления природы скрытого вещества и объектов, не излучающих или слабо излучающих в электромагнитном диапазоне, но проявляющих себя посредством гравитационного взаимодействия.

## Результаты, выносимые на защиту

1. Построены карты неба, показывающие, что локальные флуктуации гравитационного поля Галактики ограничивают точность определения координат внегалактических источников на уровне микросекунд – десятков микросекунд дуги в зависимости от направления на небе. Определены основные статистические и спектральные характеристики гравитационного "шума", обусловленного такими флуктуациями.
2. Предложена методика проведения эксперимента для регистрации гравитационного "шума", вызываемого неоднородностями гравитационного поля Галактики. Показано, что современные интерферометры могут обнаружить этот эффект на масштабе нескольких лет.
3. Определены спектральные характеристики низкочастотного шума хронометрирования миллисекундных пульсаров, вызываемого движением звезд в шаровых скоплениях. Для пульсаров в нескольких шаровых скоплениях рассчитаны вероятность и частота событий релятивистского временного запаздывания моментов прихода импульсов, вызываемых пролетом вблизи луча зрения массивных тел.
4. Предложен способ обнаружения массивных темных объектов, в том числе, черных дыр промежуточных масс, по регистрации запаздывания моментов прихода импульсов миллисекундных пульсаров. Для пульсара PSR B0525+21 обнаружена модуляция остаточных уклонений моментов прихода импульсов, предположительно связанная с близким к лучу зрения пролетом массивного темного тела.
5. Предложен оригинальный метод анализа наблюдаемого леса линий поглощения Лайман-альфа и линий металлов в спектрах квазаров для определения физических параметров поглощающих объектов. Показано, что эти объекты представляют две разные популяции: с параметрами типичных галактик с массой  $\sim (10^{11} - 10^{12})M_{\odot}$  и маломассивные темные гало с массой  $\sim 10^8 M_{\odot}$ .
6. Показано, что крупномасштабные кольцевые структуры в изображениях активных ядер галактик могут возникать из-за сильного гравитационного линзирования релятивистских струй на галактиках. Предложено использовать угол выхода струи для линзированных изображений на сверхмалых угловых масштабах и скорость движения сгустков струи в качестве дополнительных параметров для независимого определения постоянной Хаббла.

7. Для космической обсерватории “Миллиметрон” проведен подсчет ожидаемых сильно линзированных источников, получены их распределения по красным смещениям и коэффициентам усиления. Получена оценка числа гравитационно-линзированных активных ядер галактик, подходящих для определения постоянной Хаббла.

## Научная новизна

В работе впервые:

1. Показано, что флуктуации гравитационного поля Галактики накладывают ограничения на точность определения координат внегалактических источников на уровне микросекунд – десятков микросекунд дуги в зависимости от их положения на небесной сфере (эффект “дрожания”). Впервые построены карты распределения по небесной сфере характерных величин эффекта “дрожания” координат для многокомпонентных моделей Галактики. Получены основные статистические и спектральные характеристики такого гравитационного «шума», в том числе наклон спектра мощности. Это может позволить отличить в наблюдениях данный вид шума от шумов, обусловленных другими физическими процессами.
2. С использованием дифференциальной астрометрии предложена оригинальная методика проведения эксперимента для регистрации эффекта “дрожания” координат источников, основанная на многочастотных наблюдениях двух выборок внегалактических источников: целевой, источники которой расположены в направлении на центральную область Галактики, и контрольной, источники которой находятся на высоких галактических широтах. Показано, что современные интерферометры могут обнаружить этот эффект на масштабе нескольких лет.
3. Получено выражение для временного запаздывания моментов прихода импульсов (МПИ) пульсара, находящегося в шаровом скоплении. С помощью аналитических расчетов показано, что случайный процесс, обусловленный стохастическим эффектом Шапиро, проявляется, главным образом, как шум наблюдаемой частоты вращения пульсара. Определены спектральные характеристики такого низкочастотного шума хронометрирования миллисекундных пульсаров в шаровых скоплениях. Для пульсаров в шаровых скоплениях 47 Tucanae, M15 и Терзан 5 рассчитана частота событий релятивистского временного запаздывания МПИ, вызываемых пролетом вблизи луча зрения массивных тел, как самого скопления, так и Галактики, а также количество таких событий на интервале пяти лет наблюдений.
4. Предложено использовать высокоточные долговременные наблюдения МПИ пульсаров, расположенных в центральных областях шаровых звездных скоплений, для поиска массивных объектов Галактики и шаровых

скоплений, в том числе, черных дыр промежуточных масс, которые предположительно могут находиться в их центрах. Основываясь на современной точности хронометрирования и имеющейся выборке пульсаров в шаровых скоплениях, показана принципиальная возможность регистрации таких объектов с массами  $\sim 10^4 M_{\odot}$ .

5. Проведенный анализ долговременных наблюдений пульсара PSR B0525+21 позволил обнаружить модуляцию остаточных уклонений МПИ характерной формы, которая может быть интерпретирована как задержка Шапиро в гравитационном поле невидимого массивного объекта, расположенного вблизи луча зрения на пульсар. Это первая потенциальная регистрация темного массивного объекта по данным хронометрирования одиночного радиопулсара.
6. Предложен оригинальный метод анализа спектров поглощения квазаров и далеких галактик, с помощью которого возможно связать наблюдаемые характеристики спектров с физическими параметрами поглощающих объектов, такими как, масса, размер и средняя плотность. Применение этого метода к анализу нескольких каталогов систем линий поглощения металлов и систем линий поглощения Лайман-альфа показало, что регистрируемые системы линий относятся к двум типам объектов с разными свойствами. Полученные оценки параметров поглощающих объектов в случае систем линий поглощения металлов согласуются с параметрами галактик с массами  $\sim (10^{11} - 10^{12}) M_{\odot}$ . Для леса линий поглощения Лайман-альфа параметры поглощающих объектов значительно отличаются от галактических и оказываются близкими к параметрам темных гало с массой  $\sim 10^8 M_{\odot}$ , существование большого количества которых предсказывается в численных моделях.
7. В результате проведенного моделирования показано, что наблюдаемые в изображениях ряда активных ядер галактик крупномасштабные кольцевые структуры могут возникать из-за эффекта сильного гравитационного линзирования релятивистских струй на галактиках разных типов. Предложено использовать наблюдения линзированных релятивистских струй на сверхмалых угловых масштабах для построения корректных моделей спиральных галактик-линз, а наблюдаемый на этих масштабах угол выхода струи из центральной области для линзированных изображений в качестве дополнительного параметра для определения постоянной Хаббла.
8. Проведены детальные подсчеты сильно линзированных источников для разных длин волн в диапазоне от 70 до 2000 мкм, которые могут быть зарегистрированы в далеком инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах электромагнитного спектра будущими космическими обсерваториями с телескопом с охлаждаемым до криогенных температур зеркалом. Получены распределения таких линзированных источников в зависимости

от красного смещения и коэффициента усиления, а также распределение линз по массам. Показано, что в результате реализации программы наблюдений событий сильного гравитационного линзирования в рамках научной программы космической обсерватории “Миллиметрон” могут быть обнаружены порядка 1000 гравитационно-линзированных систем при обзоре на небе площадки размером всего 1 квадратный градус, что более чем на порядок превосходит количество таких объектов, зарегистрированных обсерваторией Herschel за все время ее работы.

## Научная и практическая значимость

Основные результаты диссертации опубликованы в ведущих научных журналах. Полученные результаты могут быть использованы при анализе данных, полученных как на существующих наблюдательных инструментах, так и при планировании будущих космических и наземных обсерваторий.

Вычисленные в зависимости от направления на небесной сфере значения предела точности абсолютной астрометрии, обусловленного эффектом ‘дрожания’ координат внегалактических источников, а также предложенная методика регистрации этого эффекта, имеют как фундаментальное, так и прикладное значение при использовании Международной небесной системы отсчета ICRF и ее последующих модификаций (ICRF2, ICRF3).

Предложенный метод поиска в данных хронометрирования пульсаров характерной модуляции их моментов прихода импульсов может использоваться для обнаружения невидимых компактных объектов Галактики и массивных шаровых звездных скоплений, в том числе черных дыр промежуточных масс, которые могут находиться в центрах таких скоплений. Регистрация с помощью этого метода события с характерной модуляцией МПИ одного из пульсаров в данных долгопериодического мониторинга является подтверждением его практической значимости.

Разработанный метод анализа леса линий поглощения Лайман-альфа в спектрах далеких квазаров позволяет получить оценки физических параметров поглощающих массивных объектов, которые мало изучены в силу проблематичности их непосредственной регистрации. Дальнейшее развитие предложенного метода совместно с численным моделированием позволят получить дополнительную информацию о плохо изученной в настоящее время области мелкомасштабной космологии.

Наблюдения событий сильного гравитационного линзирования как компактных, так и протяженных внегалактических источников, в том числе АЯГ со струйными выбросами, и их последующий анализ, в настоящее время активно используется в наблюдательной космологии и астрофизике в качестве независимого от других методов получения значений космологических параметров и распределения темного вещества. Использование дополнительных параметров, позволяющих снять вырождения в моделях гравитационно-линзированных объектов, способствуют повышению точности определения космологических пара-

---

метров, в том числе постоянной Хаббла.

## Личный вклад автора

Автор внёс определяющий вклад во все результаты диссертации, выносимые на защиту. В подавляющем большинстве опубликованных работ диссертант является первым автором, им предложена постановка задач, проведены теоретические и аналитические расчеты, проведена интерпретация полученных результатов, а также написаны основные тексты статей.

## Апробация работы

Результаты диссертации многократно докладывались и обсуждались на семинарах Астрокосмического центра ФИАН (Москва, Россия), отдела теоретической астрофизики Астрокосмического центра ФИАН (Москва, Россия), Отделения теоретической физики ФИАН (Москва, Россия), Института космических исследований РАН (Москва, Россия), отчетных сессиях АКЦ ФИАН и ПРАО АКЦ ФИАН (Пушино, Россия), заседаниях Ученого совета ФИАН (Москва, Россия), на следующих конференциях и симпозиумах:

Всероссийская астрономическая конференция (ВАК-2017) “Астрономия: познание без границ”, Ялта, Крым, 17-22 сентября 2017; XXXIV Всероссийская конференция “Актуальные проблемы внегалактической астрономии”, Пушино, Россия, 18-21 апреля 2017; The 593rd WE-Heraeus-Seminar Physics Center Bad Honnef (Germany) “Autonomous spacecraft navigation”, Бадхонеф, Германия, 08-11 июня 2015; Всероссийская конференция “Астрофизика высоких энергий вчера и сегодня”, Москва, Россия, 22-25 декабря 2014, 21-24 декабря 2010, 21-24 декабря 2009, 24-26 декабря 2008, 24-26 декабря 2007; Международная конференция “Science with a 10 m Cooled FIR Space Telescope. Workshop for the Millimetron Space Observatory”, Париж, Франция, 16-18 июня 2014; Международная конференция The 49th Rencontres de Moriond (Cosmology 2014), Ла Туиль, Италия, 22-29 марта 2014; Международная конференция “Физические интерпретации теории относительности”, МГТУ им. Н.Э.Баумана, Москва, Россия, 1-4 июля 2013; Международная конференция The 48th Rencontres de Moriond (Very High Energy Phenomena in the Universe), Ла Туиль, Италия, 9-16 марта 2013; The 275th Symposium of the International Astronomical Union “Jets at all Scales”, Буэнос-Айрес, Аргентина, 13-17 сентября 2010; The 38th COSPAR Scientific Assembly, Бремен, Германия, 15-18 июля 2010; XXVII General Assembly of the International Astronomical Union, Рио-де-Жанейро, Бразилия, 3-14 августа 2009; Международная конференция XXIst Rencontres de Blois “Windows on the Universe”, Блуа, Франция, 21-26 июня 2009; Second International Workshop ISSI “Observations and physics of accreting neutron stars”, Берн, Швейцария, 3-8 марта 2008; Международная конференция “Physics of Neutron Stars - 2008”, Санкт-Петербург, Россия, 24-27 июня 2008; First International Workshop ISSI “Observations and physics of accreting neutron stars”, Берн, Швейцария, 3-7 декабря 2007; Всерос-

сийская астрономическая конференция ВАК-2007, Казань, Россия, 17-22 сентября 2007; Международная конференция “Structure formation of the Universe”, Шамони, Франция, 27 мая - 1 июня 2007; The 26th meeting of the International Astronomical Union “Neutron Stars and Black Holes in Star Clusters”, Прага, Чехия, 17-18 августа 2006; The 230th Symposium of the International Astronomical Union “Populations of High Energy Sources in Galaxies”, Дублин, Ирландия, 15-19 августа 2005.

## Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, десяти глав, объединенных в четыре части и заключения. Диссертация имеет объем 209 страниц, содержит 47 иллюстраций, 11 таблиц. Список литературы содержит 398 наименований.

## Краткое содержание диссертации

В *первой части* диссертации рассмотрено влияние локальных неоднородностей гравитационного поля Галактики на точность астрометрических измерений внегалактических источников. Показано, что такие неоднородности приводят к возникновению эффекта ‘дрожания’ координат внегалактических источников. Определены основные статистические и спектральные характеристики рассмотренного эффекта. Предложена методика проведения эксперимента для регистрации эффекта ‘дрожания’ координат внегалактических источников, вызываемого неоднородностями гравитационного поля Галактики, основанная на наблюдении двух выборок внегалактических источников, – целевой и контрольной. Проведено моделирование эксперимента и на основании его результатов разработана стратегия проведения наблюдений, позволяющая минимизировать другие возможные эффекты, влияющие на наблюдаемое положение источников. Показано, что современные интерферометры могут обнаружить этот эффект на масштабе нескольких лет.

*Вторая часть* диссертации посвящена изучению влияния локальных неоднородностей гравитационного поля Галактики и шаровых звездных скоплений на хронометрирование пульсаров. Рассмотрена возможность использования эффекта Шапиро в наблюдениях пульсаров для регистрации невидимых массивных объектов Галактики и шаровых скоплений, в частности, черных дыр промежуточных масс в центрах массивных шаровых звездных скоплений. В заключительной главе второй части проведен анализ долговременного хронометрирования пульсара B0525+21, на основании которого впервые обнаружена модуляция остаточных уклонений МПИ, возможно связанная с пролетом вблизи луча зрения массивного тела.

В *третьей части* диссертации на основе предложенного оригинального метода представлены результаты анализа наблюдаемых линий поглощения в спектрах квазаров, позволяющие определить свойства массивных поглощающих объектов, расположенных на луче зрения. Полученные оценки параметров



---

этих объектов в случае систем линий поглощения металлов согласуются с параметрами галактик с массами  $\sim (10^{11} - 10^{12})M_{\odot}$ . Для леса линий поглощения Лайман-альфа параметры поглощающих объектов значительно отличаются от галактических и оказываются близкими к параметрам гало с массой  $\sim 10^8 M_{\odot}$ , существование большого количества которых предсказывается в численных моделях.

**Четвертая часть** диссертации посвящена рассмотрению сильного гравитационного линзирования активных ядер галактик с крупномасштабными струями галактиками разных типов, находящимися на луче зрения, а также использованию этого эффекта для решения ряда актуальных задач космологии и астрофизики, таких как, например, независимое от лестницы расстояний определение постоянной Хаббла и других параметров космологической модели, построение корректных моделей спиральных галактик-линз. На примере системы B0218+357 проиллюстрировано, что наблюдаемые крупномасштабные кольцевые структуры являются результатом линзирования релятивистской струи на галактике. Показано, что существует большой выбор параметров моделей этой гравитационно-линзированной системы, адекватно воспроизводящих ее наблюдаемые крупномасштабные свойства, но приводящие к существенному разбросу значений постоянной Хаббла. В качестве дополнительного параметра, позволяющего ограничить круг рассматриваемых моделей, предложено использовать позиционный угол изображения струи. Проанализированы возможности наблюдений геометрических свойств линзированных релятивистских струй и измерений скоростей сверхсветовых движений изображений сгустков на временных масштабах нескольких месяцев с помощью космических интерферометров со сверхдлинными базами. На основе проведенного подсчета в широком диапазоне длин волн от далекой инфракрасной области до миллиметров гравитационно-линзированных источников, потенциально наблюдаемых будущими космическими миссиями, такими как обсерватория “Миллиметрон”, рассмотрены перспективы использования гравитационно-линзированных систем для решения космологических задач.

В **заключении** приводятся положения, выносимые на защиту.

Часть I

Влияние неоднородностей  
Галактики на позиционную  
точность внегалактических  
источников излучения

## Глава 1

# Эффект “дрожания” координат внегалактических источников

Фундаментальными величинами во многих областях астрономии и астрофизики являются тригонометрические параллаксы, собственные движения и угловые размеры небесных тел, которые могут быть определены только астрометрическими методами. В частности, собственные движения и лучевые скорости звезд являются в настоящее время основными наблюдательными данными для исследования структуры Галактики, ее гравитационного поля (поиск темной материи, строения диска и внутреннего бара, плотности балджа) и эволюции Галактики (устойчивости ее спиральной структуры). Для того, чтобы корректно решать астрометрические задачи необходима надежная небесная система отсчета, материальной реализацией которой является система координат. Стандартной системой отсчета в астрометрии является международная небесная система отсчета International Celestial Reference Frame (ICRF; Ма и др., 1998), построенная на основе измерения положения 212 ‘определяющих’ внегалактических источников (<http://hpiers.obspm.fr/icrs-pc/icrf/catalogues/icrf.def>). Такие ‘определяющие’ источники имеют ряд из не менее двадцати наблюдений общей продолжительностью не менее двух лет. В настоящее время построена третья реализация системы отсчета ICRF3, которая включает 4588 радиоисточников, что на 34% больше по сравнению с предыдущей реализацией ICRF2 и в 1.5–2 раза улучшена точность определения координат (Шарло и др., 2020). Квазары и далекие галактики являются идеальными реперными точками для определения небесной системы отсчета, поскольку характерная величина их углового движения составляет  $\sim 0.01$  миллисекунд дуги в год (Фейсель и Миньяр, 1998).

Ожидается, что в ближайшем будущем технологии позволят проводить чрезвычайно точные радиоинтерферометрические наблюдения с угловым разрешением порядка 1 угловой микросекунды и оптические наблюдения с точностью до 10 угловых микросекунд в год. Для описания таких точных наблюдений, необходим учет эффектов Общей теории относительности, связанных с рас-

пространением электромагнитных волн в гравитационных полях с локальными неоднородностями. Движущиеся звезды Галактического диска/балджа и невидимые массивные объекты гало, в гравитационном поле которых распространяется излучение внегалактических объектов, будут вызывать изменение их видимых положений, так называемое ‘дрожание’. Ввиду своей высокой важности это вопрос активно обсуждается с девяностых годов прошлого века. В частности, в работе Жданова и Ждановой (1995) были получены аналитические выражения для характеристических функций и распределений плотности вероятности угловой скорости и углового ускорения изображения линзируемого источника в предположении однородного распределения отклоняющих тел. В работе Сажина (1996) получены оценки характерного времени и характерной величины эффекта гравитационной ‘рефракции’ объектов при распространении их излучения в нестационарном гравитационном поле в предположении модели изотермической сферы для распределения звезд Галактики. Астрометрическое микролинзирование звездами в Галактике было детально рассмотрено в работе Доминик и Саху (2000), а затем в целом ряде работ, например, работах Яно (2012), Доминик (2006), Далал и Грист (2001), Ли и др. (2010), и двойными звездными системами в работах Хан и др. (1999), Доминик (1998), Нусита и др. (2016), Саджадян (2015). Это далеко неполный список имеющихся публикаций по данной тематике.

Важно отметить, что любой источник, принадлежащий опорной системе координат ICRF, будет также подвержен влиянию эффекта ‘дрожания’ его координат. В частности, увеличение точности астрометрических наблюдений приводит к тому, что ‘дрожание’ эталонных источников может стать наблюдаемым. Фактически возникает гравитационный шум, не позволяющий повысить точность реализации системы координат выше определенного уровня, что приводит к естественному ограничению точности наблюдений.

В работах Ларченковой и др. (2014, 2017) было показано, что измеряемые координаты источника можно рассматривать как случайные функции времени, поэтому изменение во времени угла отклонения луча света от прямой линии, соединяющей наблюдателя и источник (луча зрения), можно рассматривать как случайный или стохастический процесс. Этот процесс может быть описан с помощью таких статистических величин как математическое ожидание, дисперсия и корреляционная (автокорреляционная) функция этого процесса. При этом характеристики рассматриваемого стохастического процесса очевидно будут меняться в зависимости от направления на источник (чем ближе луч зрения к плоскости Галактики, тем будет больше число случайных пролетов звезд) и от расстояния до источника (чем дальше источник, тем большее число пролетов можно ожидать).

Для описания гравитационного шума вычислим его основные характеристики (моменты первого порядка, автокорреляционную функцию, спектральную плотность мощности и спектральный индекс) угла отклонения света в гравитационном поле движущихся точечных масс. Для этого будем использовать метод, предложенный в работах Ларченковой и Копейкина (2006а, 2006б, 2007)

(см. также главу 3 диссертации). А именно, угол отклонения рассматривать как функцию времени, то есть прицельного параметра. Для вычисления моментов первого порядка необходимо выполнить интегрирование по статистической выборке параметров тел, отклоняющих лучи света. Эта статистическая выборка включает в себя распределение по массам и скоростям отклоняющих тел, а также их пространственное распределение. Наконец, знание автокорреляционной функции процесса позволяет вычислять зависящие от времени характеристики, такие как условная дисперсия и условное стандартное отклонение. Для малых временных масштабов условная дисперсия характеризует размытость получаемых данных для серии наблюдений на ограниченных временах, тогда как для больших временных масштабов она описывает вековые вариации и стремится к значению полной дисперсии. Ниже мы называем ее дисперсией, опуская слово «полная».

Отметим, что рассматриваемая задача довольно сложная (что подтверждается вышеупомянутыми работами), поэтому предлагаемый численный подход к решению проблемы основан на некоторых упрощающих предположениях, рассмотренных ниже. Основными целями этой главы являются:

- (i) Вычисление основных статистических характеристик, таких как стандартное отклонение видимого отклонения положений источников, автокорреляционная функция, условные стандартные отклонения и спектральная плотность мощности (PSD) случайного процесса. Этот процесс определяется случайными пролетами объектов Галактики вблизи луча зрения при астрометрических наблюдениях далеких источников. Расчеты выполняются для наиболее реалистичных многокомпонентных моделей распределения вещества в Галактике;
- (ii) Построение Галактических карт полного и условного стандартного отклонения для визуализации результатов;
- (iii) Оценка влияния локальных неоднородностей гравитационного поля Галактики на точность измеряемых положений (координат) наблюдаемых источников, в том числе опорных источников ICRF.

В разделе 1.1 будет выписано выражение для угла отклонения светового луча в гравитационном поле движущихся массивных компактных тел в Галактике, а также выражения для изучаемых характеристик случайного процесса. Раздел 1.2 представляет расчеты и описывает метод их получения. Все результаты кратко обсуждаются в разделе 1.3. Распределение отклоняющих тел по массам, скоростям и пространству приведены в Приложении к части I диссертации.

## 1.1 Аналитическое описание проблемы

При распространении через Галактику луч света от далекого (внегалактического) источника испытывает изменения траектории из-за влияния большого

количества движущихся компактных массивных объектов, таких как звезды, звездные остатки (белые карлики, нейтронные звезды, черные дыры), коричневые карлики и др. Флуктуации гравитационного поля во времени, создаваемые галактическими объектами (или, другими словами, флуктуации плотности галактической материи), можно рассматривать как случайный процесс (см., например, Чандрасекар, 1943).

Очевидно, что для случайного процесса невозможно предсказать его мгновенное значение. Таким образом, отдельные реализации такого процесса описываются случайными функциями, значения которых в любой момент времени являются случайными величинами. Как было отмечено выше, основными характеристиками случайного процесса являются стандартное отклонение, автокорреляционная функция и спектральная плотность мощности, выражения для которых можно найти, например, в книге Пугачева (1960). Предполагается, что на больших временных масштабах Галактика является стационарной, в то время как на малых масштабах существуют локальные неоднородности, вызванные движением звезд и компактных объектов Галактики.

Пусть функция  $\alpha(t, m_a, \vec{x}_a, \vec{v}_a)$  описывает реализации исследуемого случайного процесса отклонения лучей света источника в Галактике, где  $t$  – время,  $\vec{X}_a = (x_a, y_a, z_a)$ ,  $m_a, \vec{v}_a$  – координаты, масса и скорость  $a$ -го отклоняющего тела, соответственно. Если математическое ожидание  $\langle \alpha(t) \rangle$  постоянно, то случайный процесс является стационарным и среднее квадратичное отклонение можно записать следующим образом:

$$\sqrt{\langle \alpha^2 \rangle} = \sqrt{\int dm_a d\vec{X}_a d\vec{v}_a f(\vec{X}_a, m_a, \vec{v}_a) \alpha^2(\vec{X}_a, m_a, \vec{v}_a)}, \quad (1.1)$$

где угловые скобки означают усреднение по статистическому ансамблю и  $f(\vec{X}_a, m_a, \vec{v}_a)$  – плотность вероятности.

Автокорреляционную функцию  $\mathfrak{R}(t_i, t_j)$  функции  $\alpha(t, m_a, \vec{X}_a, \vec{v}_a)$  можно представить в виде:

$$\mathfrak{R}(t_i, t_j) = \langle \alpha(t_i, m_a, \vec{X}_a, \vec{v}_a) \cdot \alpha(t_j, m_a, \vec{X}_a, \vec{v}_a) \rangle,$$

где  $t_i$  и  $t_j$  – разные моменты времени.

В случае стационарного процесса автокорреляционная функция не зависит от моментов времени  $t_i$  и  $t_j$ , а только от их разности  $\tau = t_i - t_j$ , поэтому

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}(\tau) &= \langle \alpha(t + \tau) \alpha(t) \rangle = \\ &= \int dm_a d\vec{X}_a d\vec{v}_a f(\vec{X}_a, m_a, \vec{v}_a) \times \\ &\times \alpha(t, \vec{X}_a, m_a, \vec{v}_a) \alpha(t + \tau, \vec{X}_a, m_a, \vec{v}_a), \end{aligned} \quad (1.2)$$

где  $t = t_j$ .

Условное среднеквадратичное отклонение может быть записано следующим образом:

$$\sqrt{\langle \alpha^2 | \tau \rangle} = \sqrt{\langle \alpha^2 \rangle (1 - \bar{\mathfrak{R}}(\tau))}, \quad (1.3)$$

где  $\bar{\mathfrak{R}}(\tau)$  – нормированная автокорреляционная функция.

Проведенные расчеты подтвердили, что математическое ожидание является постоянным на больших временных масштабах. Таким образом, стохастический процесс, описывающий изменения наблюдаемых положений внегалактических источников, возникающих в результате воздействия движущихся компактных галактических объектов, можно считать стационарным. Отметим, что это ожидаемый результат, поскольку процесс отклонения световых лучей рассматривается в некотором пространственном конусе, в котором среднее число входящих частиц (звезд) приблизительно равно числу исходящих. Для дальнейших вычислений будут использоваться выражения (1.1) и (1.2).

Соответствующая спектральная плотность мощности может быть записана как

$$PSD(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-i\omega\tau) \bar{\mathfrak{R}}(\tau) d\tau \quad (1.4)$$

где  $\omega$  – частота фурье-разложения автокорреляционной функции.

В предположении, что статистический ансамбль отклоняющихся тел определяется некоррелирующими параметрами, связанными с их скоростями, массами и распределением в пространстве, плотность вероятности может быть аппроксимирована произведением трех статистически независимых плотностей вероятности:

$$f(\vec{X}_a, m_a, \vec{v}_a) = A f(\vec{X}_a) f(m_a) f(\vec{v}_a),$$

где нормировочный множитель  $A$  определяется из условия:

$$\int dm_a d\vec{X}_a d\vec{v}_a f(\vec{X}_a, m_a, \vec{v}_a) = 1. \quad (1.5)$$

Здесь предполагается, что пределы интегрирования известны и задают диапазон изменения параметров статистического ансамбля.

Распределения отклоняющихся тел по массам, скоростям и пространству приведены в Приложении к части I диссертации.

Выражение для угла отклонения луча света в гравитационном поле тяготеющего тела в пределе малых углов отклонения было получено Эйнштейном (1965). Для упрощения вычислений будем считать, что скорости отклоняющихся тел не меняются со временем ( $\vec{v}_a = const$ ) и что расстояние между фотоном и отклоняющимся телом в момент их наибольшего сближения много меньше любых других расстояний, характеризующих систему. Воспользуемся выражением для угла отклонения световых лучей от прямой линии, распространяющихся в гравитационном поле произвольно движущихся массивных тел, из работы Копейкина и Шефера (1999):

$$\alpha_a^i(t) = \frac{4Gm_a}{c^2} \frac{1 - \vec{k}\vec{v}_a/c}{\sqrt{1 - v_a^2/c^2}} \frac{P_j^i r_a^j}{|P_j^i r_a^j|^2} \quad (1.6)$$

где  $\vec{k}$  – единичный вектор, направленный от источника излучения к наблюдателю,  $|r_a^j|$  – расстояние от  $a$ -го отклоняющегося тела до наблюдателя,  $c$  – скорость света в вакууме,  $G$  – гравитационная постоянная,  $P_{ij} = \delta_{ij} - k_i k_j$  – оператор проекции вектора на плоскость, перпендикулярную  $\vec{k}$ ,  $\delta_{ij}$  – символ Кронекера,  $i, j = 1, 2, 3$ .

Компоненты отклонения света  $a$ -ым телом в декартовой системе координат  $(x, y, z)$  с центром в положении наблюдателя и осью  $z$ , направленной к источнику (см. рис. 1.1), определяются как

$$\begin{aligned} \alpha_a^x(t) &= \frac{4Gm_a}{c^2} \frac{1 - \vec{k}\vec{v}_a/c}{\sqrt{1 - v_a^2/c^2}} \frac{-x_a}{x_a^2 + y_a^2} \left( 1 + \frac{z_a}{\sqrt{x_a^2 + y_a^2 + z_a^2}} \right); \\ \alpha_a^y(t) &= \frac{4Gm_a}{c^2} \frac{1 - \vec{k}\vec{v}_a/c}{\sqrt{1 - v_a^2/c^2}} \frac{-y_a}{x_a^2 + y_a^2} \left( 1 + \frac{z_a}{\sqrt{x_a^2 + y_a^2 + z_a^2}} \right); \\ \alpha_a^z(t) &= 0, \end{aligned} \quad (1.7)$$

а угол отклонения

$$\alpha_a(t) = \sqrt{(\alpha_a^x(t))^2 + (\alpha_a^y(t))^2} \quad (1.8)$$

## 1.2 Результаты вычислений

Как уже упоминалось выше, основной целью исследования является расчет автокорреляционной функции и создание Галактической карты среднеквадратичного отклонения и условного стандартного отклонения.

С математической точки зрения вычисление среднеквадратичного отклонения и автокорреляционной функции сводится к вычислению многократного интеграла для заданных пределов интегрирования

$$\begin{aligned} \sqrt{\langle \alpha^2 \rangle} = \\ \sqrt{\sum_i \int dm_a d\vec{X}_a d\vec{v}_a f_i(\vec{X}_a) \xi_i(m_a) f_i(\vec{v}_a) \alpha^2(\vec{X}_a, m_a, \vec{v}_a)}, \end{aligned} \quad (1.9)$$

$$\begin{aligned} \Re(\tau) = \\ \sum_i \int dm_a d\vec{X}_a d\vec{v}_a f_i(\vec{X}_a) \xi_i(m_a) f_i(\vec{v}_a) \times \\ \alpha(t, \vec{X}_a, m_a, \vec{v}_a) \alpha(t + \tau, \vec{X}_a, m_a, \vec{v}_a), \end{aligned} \quad (1.10)$$



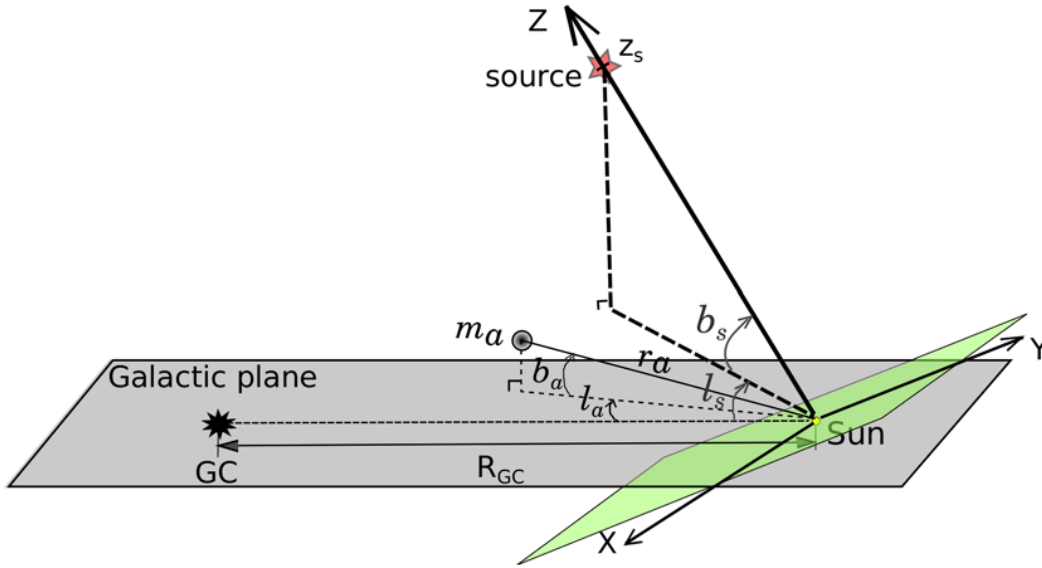


Рис. 1.1. Геометрия задачи.  $(x, y, z)$  – декартова система координат, в которой ось  $z$  направлена на источник.  $R_{GC}$  – расстояние от Центра Галактики до Солнца,  $r_a$  – расстояние от Солнца до  $a$ -го отклоняющего тела,  $l_a$  и  $b_a$  – его галактические долгота и широта,  $l_s$  и  $b_s$  – галактические долгота и широта источника. Иллюстративный рисунок из работы Ларченкова и др. (2017).

где суммирование выполняется по разным компонентам Галактики и  $f_i(\vec{X}_a)$ ,  $\xi_i(m_a)$ ,  $f_i(\vec{v}_a)$  – распределение в пространстве, по массам и скоростям отклоняющихся тел (см. Приложение к части I диссертации). Заметим, что для описания сложной многокомпонентной галактической структуры используется приближение сплошной среды.

Перейдем к обсуждению пределов интегрирования в выражениях (1.9) и (1.10). Интегрирование по массам проводится в пределах, указанных в Приложении. Интегрирование по пространству скоростей проводится до  $500 \text{ км с}^{-1}$ . При расчете статистических характеристик рассматриваемого случайного процесса учитывается влияние всей барионной Галактической материи, включая ее невидимую составляющую. Большие и Малые Магеллановы Облака были исключены из анализа из-за их нерегулярной пространственной структуры, параметризация которой является отдельной задачей. По этой причине интегрирование по  $r_a = \sqrt{x_a^2 + y_a^2 + z_a^2}$  было выполнено до расстояния 50 кпк.

Важно отметить, что рассматривается коллективное влияние «далеких» пролетов звезд на видимое положение наблюдаемого внегалактического источника, то есть учитываются только события с прицельными параметрами, большими, чем радиус Эйнштейна-Хвольсона.<sup>1</sup> Радиус Эйнштейна – Хвольсона в радианах

<sup>1</sup>Радиус Эйнштейна-Хвольсона – радиус кольцевого изображения источника фона, который появляется, когда наблюдатель, линза и источник расположены точно на одной линии.

определяется по следующей формуле (см., например, Шнайдер и др., 1999):

$$\theta_E = \sqrt{\frac{4Gm_a}{c^2} \frac{D_{ds}}{D_d D_s}}, \quad (1.11)$$

где  $D_d$ ,  $D_s$ ,  $D_{ds}$  – расстояния по угловому диаметру от наблюдателя до отклоняющего тела (звезды) с массой  $m_a$ , от наблюдателя до источника излучения и между отклоняющим телом и источником излучения соответственно.

Хорошо известно, что когда звезда пересекает конус Эйнштейна-Хвольсона, эффект микролинзирования проявляется в виде усиления яркости источника и значительного смещения его кажущегося положения (до миллисекунд).

Поэтому в наших расчетах мы исключили область с прицельными параметрами, меньшими, чем  $\sim 3 \times 10^{-9}$  радиана или  $\sim 0.6$  миллисекунды дуги, что примерно соответствует радиусу Эйнштейна-Хвольсона для звезды с массой Солнца на расстоянии 20 кпк. Влияние этого ограничения на результаты расчетов будет рассмотрено ниже.

### 1.2.1 Галактическая карта среднеквадратичного отклонения

Наличие сверхмассивной черной дыры в центре Галактики делает структуру этой области довольно сложной, которая не может быть описана одной компонентой. Как правило, эта область носит название «звездное ядро балджа» (англ. Nuclear Stellar Bulge) и, как полагают, имеет размер  $\sim 30$  пк (более подробную информацию см. в работе Лаунхардт, 2002).

Это соответствует углу  $\delta \simeq 0.215^\circ$  при условии, что расстояние от Солнца до Галактического Центра составляет 8 кпк. Это же значение было принято в качестве шага по координатам для расчета среднеквадратичного отклонения угла между измеренным и истинным положениями внегалактического источника. Принимая во внимание тот факт, что распределение плотности вещества задается гладкой функцией с характерным масштабом вариаций, значительно превышающим  $\delta$ , выбор такой величины  $\delta$  представляется вполне оправданным. Для визуализации полученные результаты были преобразованы в так называемую АИТ (Aitoff) проекцию небесной сферы в галактических координатах и усреднены по площади  $1^\circ \times 1^\circ$ .

Мы вычислили среднеквадратичное отклонение  $\sqrt{\langle \alpha^2 \rangle}$  для двух реалистичных многокомпонентных моделей Галактики, а именно, для модели из работы Денен и Бинни (1998, далее DB модель), состоящей из трехкомпонентного диска, балджа и гало, а также для «классической» модели Баккала-Сонейры (далее BS модель) из работ Баккалл, Сонейра (1980) и Баккалл (1986), состоящей из экспоненциального диска, балджа, сфероида и гало (подробнее см. Приложение к части I диссертации). На рисунках 1.2 и 1.3 представлены карты среднеквадратичного отклонения для DB и BS моделей, соответственно. Из этих карт видно, что увеличение среднеквадратичного отклонения ожидается в направлении к центру Галактики и плоскости Галактики, что связано с увеличением плотности объектов вблизи луча зрения. В направлении к центру Галактики величина

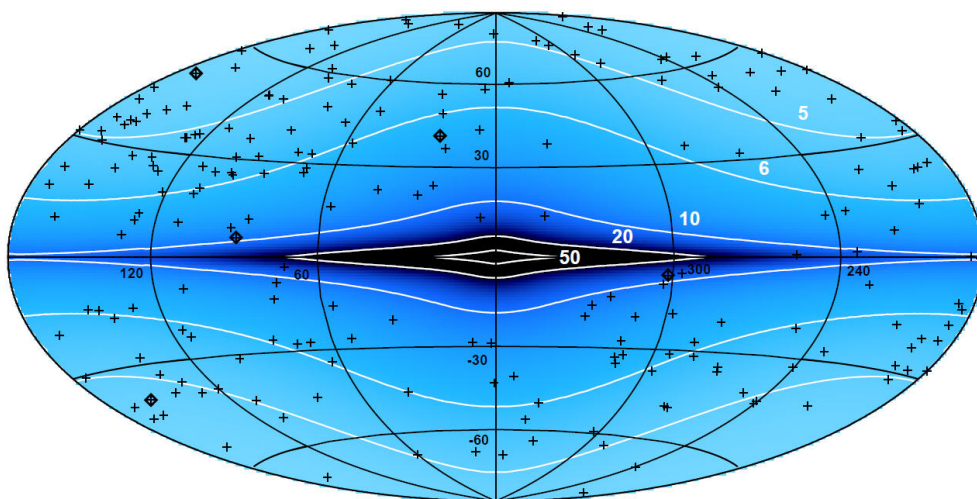


Рис. 1.2. Карта среднеквадратичного отклонения угла между измеренными и истинными положениями источников на небесной сфере для модели DB. Пунктирными линиями показаны контуры среднеквадратичного отклонения  $\sqrt{\langle\alpha^2\rangle}$  (в мкс дуги). Положения опорных источников ICRF помечены крестиками. Несколько источников из таблицы 1.1 показаны ромбами. Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2017).

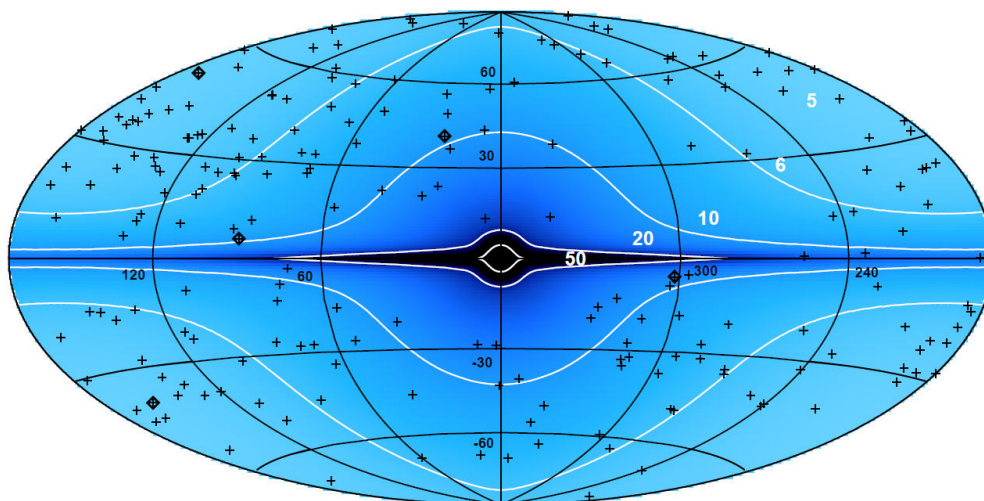


Рис. 1.3. Карта среднеквадратичного отклонения угла между измеренными и истинными положениями источников на небесной сфере для модели BS. Пунктирными линиями показаны контуры среднеквадратичного отклонения  $\sqrt{\langle\alpha^2\rangle}$  (в мкс дуги). Положения опорных источников ICRF помечены крестиками. Несколько источников из таблицы 1.1 показаны ромбами. Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2017).

Таблица 1.1. Среднеквадратичное отклонение  $\sqrt{\langle\alpha^2\rangle}$  (в мкс дуги) угла между измеренным и истинным положением для некоторых опорных источников из каталога ICRF, вычисленное для разных моделей Галактики. Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2017).

Источник	$l^\circ, b^\circ$	$\sqrt{\langle\alpha^2\rangle}$ , DB	$\sqrt{\langle\alpha^2\rangle}$ , BS
J023838.9+163659	156.7, -39.1	4.8	5.8
J095819.6+472507	170.0, 50.7	4.6	5.8
J123946.6-684530	301.9, -5.9	11.4	10.9
J160846.2+102907	23.0, 40.8	6.5	9.3
J203837.0+511912	88.8, 6.0	9.3	9.2

среднеквадратичного отклонения достигает нескольких десятков мкс дуги, в частности, превышая 50 мкс дуги в центральной области размером  $\sim 6^\circ \times 2^\circ$  для DB модели, и уменьшается до 4–6 мкс дуги на высоких галактических широтах. Полученные карты в целом отражают распределение вещества в Галактике, представленное разными моделями. В частности, карта для BS модели характеризуется более сферическими контурными линиями по сравнению с картой для DB модели, что обусловлено сферическим балджем и звездным сфероидом в BS модели.

Позиции 212 эталонных внегалактических источников ICRF (<http://hpiers.obspm.fr/icrs-pc/icrf/catalogues/icrf.def>) показаны на рис. 1.2 крестиками. Проведенные вычисления и представленная карта показывают, что с увеличением абсолютной точности космических астрометрических измерений возникнет необходимость учитывать обсуждаемый эффект дрожания координат опорных источников, обусловленный локальными неоднородностями галактического гравитационного поля. Более того, примерно для десятка опорных источников, расположенных в направлении плоскости Галактики, среднеквадратичное отклонение угла смещения может достигать  $> 10$  мкс дуги. В таблице 1.1 приведены значения среднеквадратичных отклонений для нескольких опорных источников, рассчитанных для DB и BS моделей. Положения этих источников обозначены на рис. 1.2 и 1.3 ромбами; два источника из пяти расположены в плоскости Галактики (на низких галактических широтах), а три других - высоких широтах. Как видно из таблицы 1.1, значения среднеквадратичных отклонений для обеих моделей Галактики близки друг к другу.

Как уже было отмечено выше, для исключения из рассмотрения фотометрических событий микролинзирования, был введен нижний предел интегрирования по координатам, т. е. значение минимального прицельного параметра, равного  $3 \times 10^{-9}$  радиана. Было исследовано, насколько полученные результа-

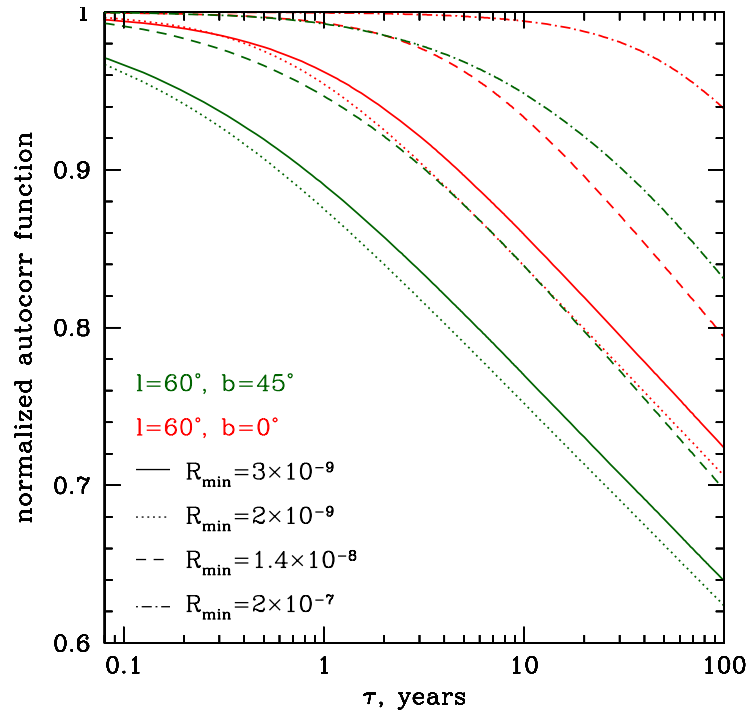


Рис. 1.4. Нормированные автокорреляционные функции для DB модели для двух направлений на небесной сфере и разных значений прицельного параметра. Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2017).

ты чувствительны к выбору этого параметра. Изменение минимального значения прицельного параметра на порядок от величины  $2 \times 10^{-9}$  радиана, которая приблизительно соответствует радиусу Эйнштейна-Хвольсона  $R_{EC}$  для звезды с массой Солнца на расстоянии 50 кпк от наблюдателя, до  $1.4 \times 10^{-8}$  ( $\simeq R_{EC}$  для звезды с массой Солнца на расстоянии 1 кпк) приводит к изменению величины среднеквадратичного отклонения на  $\simeq 10\%$ . Дальнейшее увеличение нижнего предела до  $2 \times 10^{-7}$  ( $\simeq R_{EC}$  для звезды с массой Солнца на расстоянии 5 пк) уменьшает значение среднеквадратичного отклонения примерно на 20%. Это значение нижнего предела интегрирования явно превышает радиусы Эйнштейна-Хвольсона для звезд в Галактике. Таким образом, мы приходим к выводу, что расчетное значение среднеквадратичного отклонения довольно устойчиво к значительным изменениям величины минимального прицельного параметра.

Важно отметить, что карты, представленные на Рис. 1.2 и 1.3, показывают предельное (максимальное) значение величины среднеквадратичного отклонения угла смещения. Для практического применения нам необходимо знать типичные значения отклонений, которые могут быть измерены за разумные времена наблюдений. Соответствующие статистические характеристики, зависящие от времени, будут обсуждаться в следующих разделах.

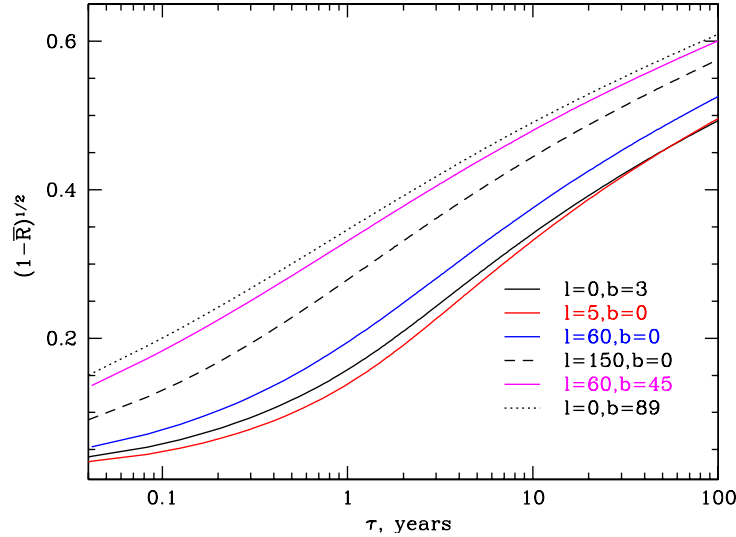


Рис. 1.5. Коэффициент  $\sqrt{1 - \bar{\mathfrak{R}}}$  для разных направлений на небесной сфере с  $R_{min} = 3 \times 10^{-9}$ , вычисленный для DB модели. Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2017).

### 1.2.2 Статистические параметры

Полезными инструментами для описания стационарных процессов являются автокорреляционная функция и нормированный спектр мощности, каждый из которых характеризует разные свойства наблюдательных данных. Получение автокорреляционной функции и распределения спектральной плотности является первым шагом в вероятностном анализе данных наблюдений. Мы вычислили автокорреляционную функцию (уравнение 1.10) на временных масштабах до 100 лет для разных направлений на небесной сфере.

Полученные автокорреляционные функции могут быть формально аппроксимированы суперпозицией нескольких компонент, экспоненциально убывающих с разными характерными временами  $T_i$ .

В отличие от среднеквадратичного отклонения характерное время убывания экспонент зависит не только от направления на небесной сфере, но и от нижнего предела интегрирования по координатам ( $R_{min}$ ), что можно видеть на рис. 1.4. С увеличением значения  $R_{min}$ , т. е. с увеличением минимального прицельного параметра, характерное время затухания возрастает. При этом поведение автокорреляционных функций для обеих галактических моделей (DB и BS) оказывается примерно одинаковым, поэтому в дальнейшем будет рассматриваться только модель DB. Изменение параметров вычислений не влияет на экспоненциальную форму нормированной автокорреляционной функции.

Для анализа астрометрических наблюдений высокой точности важно знать ожидаемое значение величины «дрожания» источников для определенного ин-

Таблица 1.2. Характерное время накопления (в годах) дрожания координат на уровне  $\delta_T = 2.5$  мкс дуги для нескольких опорных источников из каталога ICRF. Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2017).

Источник	$l^\circ, b^\circ$	$t_{jit,2.5}$ , годы
J023838.9+163659	156.7, -39.1	> 10
J095819.6+472507	170.0, 50.7	> 10
J123946.6-684530	301.9, -5.9	0.4
J160846.2+102907	23.0, 40.8	2.6
J203837.0+511912	88.8, 6.0	0.6

тервала времени. Интуитивно понятно, что чем больше временной интервал между наблюдениями, тем больше может быть относительное смещение источников. Если мы знаем поведение автокорреляционной функции исследуемого процесса во времени, то мы можем предсказать ожидаемое значение «дрожания» (дисперсии) для любого временного интервала. Для наглядности зависимость коэффициента  $\sqrt{1 - \mathfrak{R}}$  от времени показана на рис. 1.5. Этот коэффициент был получен в рамках DV модели для разных направлений на небе и для  $R_{min} = 3 \times 10^{-9}$ . Для получения карты условных среднеквадратичных отклонений (см. выражение 1.3) соответствующие коэффициенты были вычислены для всех направлений на небесной сфере для трех временных интервалов (три месяца, один год и десять лет) и свернуты с картой дисперсии (рис. 1.2). Полученные карты условных стандартных отклонений представлены на рис. 1.6. Из этих карт видно, что в направлении на центральную область Галактики на масштабах времени один и десять лет величина дрожания может достигать нескольких мкс дуги и десятка мкс дуги, соответственно, уменьшаясь до 1 мкс дуги на высоких галактических широтах. Как было показано выше, поведение автокорреляционной функции в некоторой степени зависит от  $R_{min}$  (см. Рис. 1.4), поэтому значения, представленные на этих картах, можно рассматривать как верхние пределы величины эффекта дрожания координат внегалактических источников.

Для планирования и проведения астрометрических наблюдений важно оценить характерное время дрожания, в течение которого локальные изменения гравитационного поля Галактики будут вызывать эффект, больший или равный заданной астрометрической точности  $\delta_T$ . Это значение можно оценить из автокорреляционной функции путем обратного решения уравнения (1.3). В качестве примера построена карта ожидаемого времени дрожания для астрометрической точности  $\delta_T = 2.5$  мкс дуги (рис. 1.7). Из этой карты видно, что такая величина дрожания, обусловленная наличием локальных неоднородностей гравитационного поля Галактики, достигается на временных масштабах 3-10 лет на высоких галактических широтах ( $> 30^\circ$ ) и на масштабах всего лишь нескольких месяцев для центральной области Галактики. Характерные времена для величины

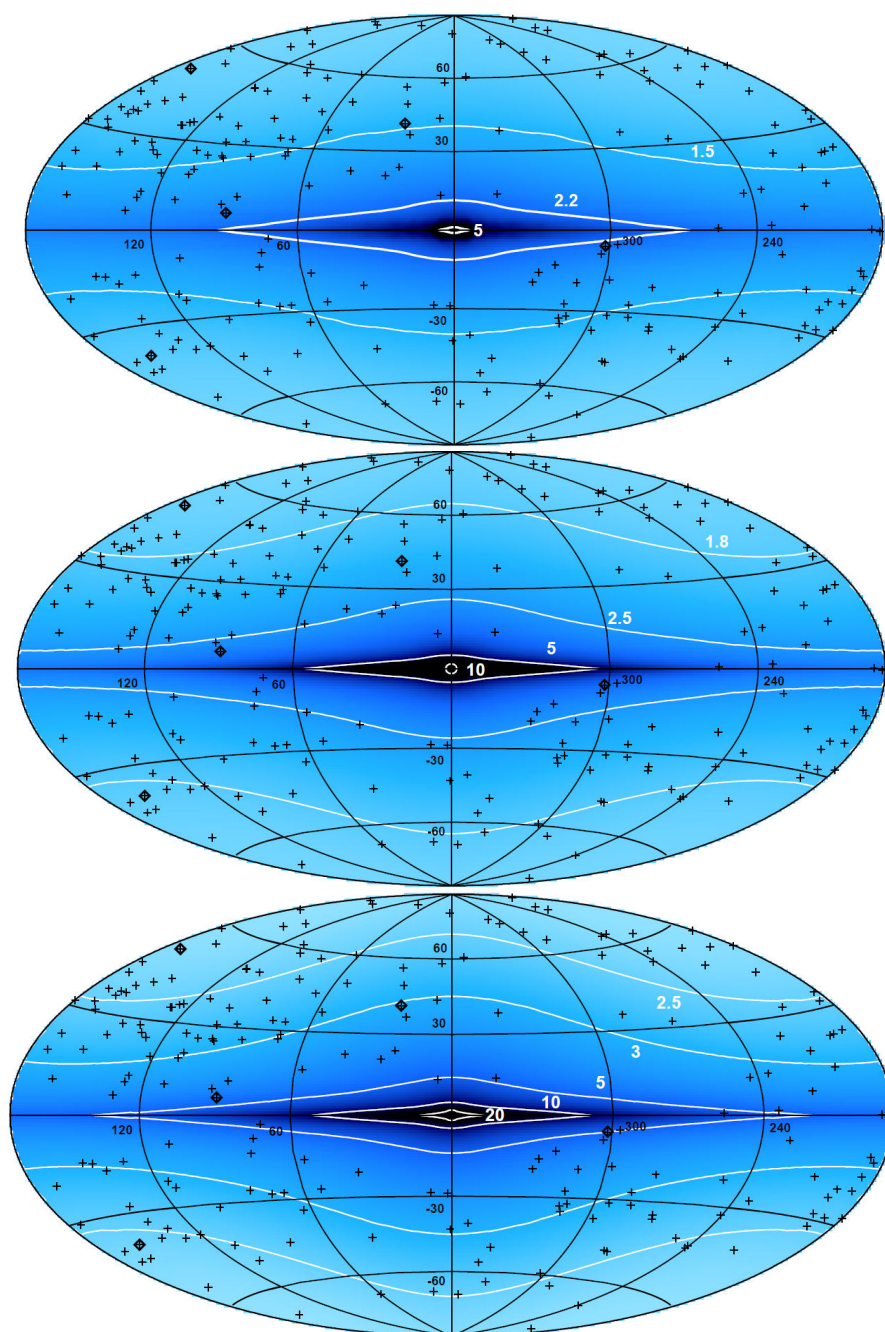


Рис. 1.6. Карта условных среднеквадратичных отклонений угла между измеренными и истинными положениями источника на небесной сфере для ДВ модели для различных интервалов наблюдений: три месяца (а), один год (б), десять лет (в). Пунктирные линии показывают контуры условного среднеквадратичного отклонения  $\sqrt{\langle \alpha^2 | \tau = 0.25 \rangle}$  (в мкс дуги). Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2017).



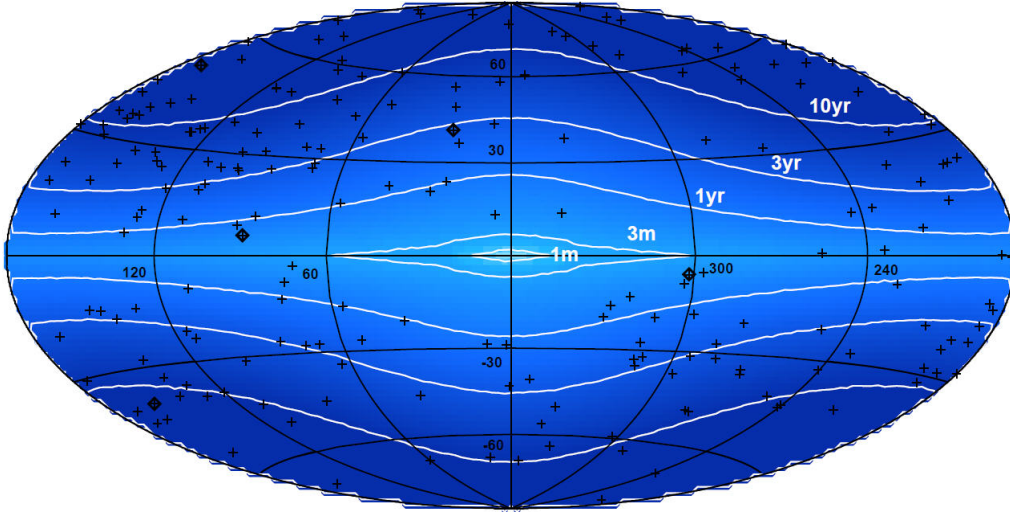


Рис. 1.7. Карта характерного времени дрожания при  $\delta_T = 2.5$  мкс дуги. Пунктирные линии показывают контуры в месяцах и годах. Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2017).

$\delta_T = 2.5$  мкс дуги для нескольких опорных источников (тех же, что и в Таблице 1.1) представлены в Таблице 1.2. Времена накопления эффекта дрожания для других значений астрометрической точности  $\delta_T$  можно оценить из рис.1.2 и автокорреляционных функций (рис.1.5).

Очевидно, что если временная шкала эффекта будет намного больше, чем время наблюдения, то положения опорных источников можно считать «фиксированными» в пространстве и использовать эти источники в качестве реперных для любых целей. Если это не так, использование конкретного реперного источника требует дополнительных допущений. В то же время необходимо отметить, что, хотя дрожание одного реперного источника может достигать десятки мкс дуги за меньшее время по сравнению со временем наблюдений, использование выборки из нескольких таких источников значительно уменьшит погрешность относительной астрометрии.

Для автокорреляционной функции в форме убывающей экспоненты  $e^{-\tau/T}$  распределение спектральной плотности мощности

$$PSD \propto \frac{T^2}{1 + 4\pi^2 T^2 \omega^2}, \quad (1.12)$$

где  $T$  – характерное время экспоненты и  $\omega = \tau^{-1}$ . Из этой формулы и рис.1.8 видно, что на временах наблюдений до ста лет спектральный индекс равен -2 для любого направления на небесной сфере и не зависит от характерного времени. Таким образом, если при анализе видимых положений внегалактических источников на небесной сфере, включая опорные источники системы ICRF, в

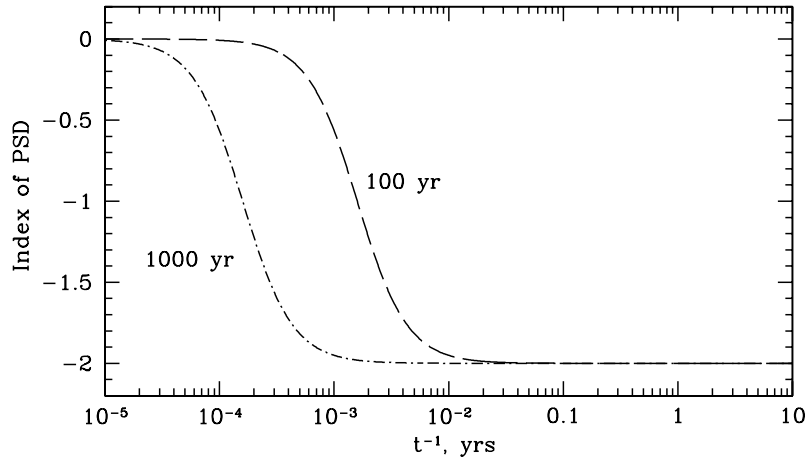


Рис. 1.8. Спектральный индекс распределения плотности мощности для двух экспоненциальных функций с характерными временами 100 и 1000 дней. Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2017).

полученном спектре мощности будет обнаружена компонента с наклоном  $-2$ , то ее можно объяснить коллективным влиянием звезд и компактных объектов в Галактике.

### 1.2.3 События микролинзирования

Другой интересный и важный вопрос заключается в том, оказывает ли эффект дрожания влияние на наблюдаемые свойства источников, например, на регистрацию событий фотометрического микролинзирования. Чтобы ответить на этот вопрос, была построена карту характерного времени ( $t_E$ ) событий фотометрического микролинзирования исследуемых внегалактических источников звездами нашей Галактики. Это время определяется временем прохождения звездой расстояния, равного радиусу Эйнштейна-Хвольсона (рис. 1.9). Из сравнения этой карты с картой времени дрожания (рис. 1.7) для минимального регистрируемого значения, равного  $\delta_T = 2.5$  мкс дуги, видно, что характерное время фотометрического микролинзирования существенно меньше характерного времени эффекта дрожания везде, за исключением самой центральной части Галактики. Поэтому в подавляющем большинстве случаев астрометрические случайные вариации не будут влиять на наблюдение событий фотометрического микролинзирования.

Были также построены карты оптической толщи астрометрического микролинзирования и частоты событий для порога обнаружения, равного  $\delta_T = 2.5$  мкс дуги. Оптическая толщина достигает 1 (т.е. вероятность того, что локальная нестационарность гравитационного поля Галактики вызовет смещение положения источника больше, чем 2.5 мкс дуги, составляет 100 %), а частота событий

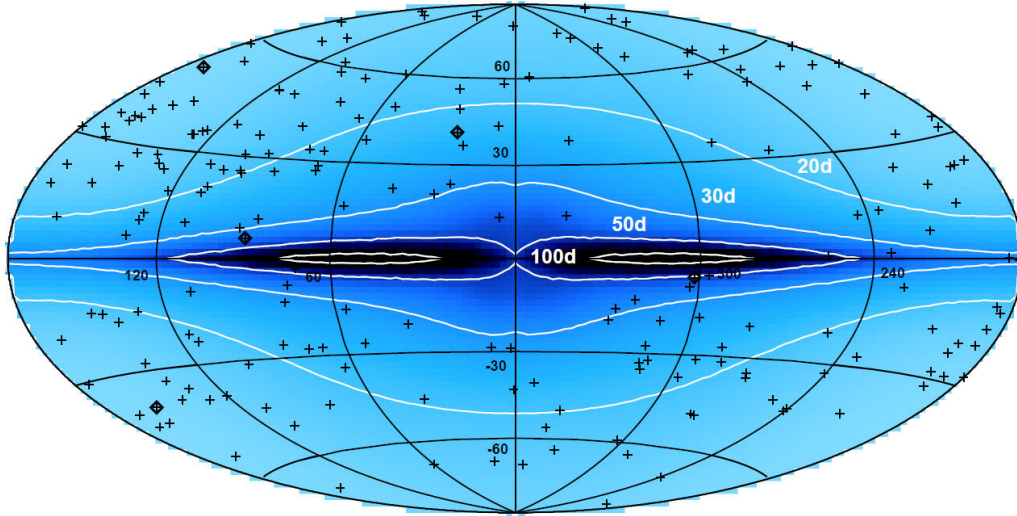


Рис. 1.9. Карта характерного времени прохождения звездами Галактики радиуса Эйнштейна-Хвольсона  $\langle t_E \rangle$ . Пунктиром показаны контуры в днях. Иллюстративный рисунок из работы Ларченкова и др. (2017).

равна  $\sim 0,05^{-1}$  для центральной области Галактики. Оба значения уменьшаются на два порядка в направлениях галактических полюсов (см. Рис. 1.10). Эти оценки согласуются с результатами расчетов, выполненных другими авторами в соответствии с их предположениями (см., например, Доминик и Саху, 2000; Эванс и Белокуров, 2002; Хонма и Кураяма, 2002).

### 1.3 Заключение

В настоящей главе было рассмотрено влияние случайных флуктуаций гравитационного поля Галактики, обусловленных локальными неоднородностями, на видимое положение внегалактических источников на небесной сфере. Было учтено влияние всего галактического барионного вещества, включая популяцию коричневых карликов. Получены основные статистические характеристики изучаемого случайного процесса (математическое ожидание, среднеквадратичное отклонение, автокорреляционная функция, спектр мощности и его спектральный индекс), описывающие изменения положений (координат) внегалактического источника на небесной сфере, вызванные отклонением световых лучей в гравитационное поле случайно движущихся точечных масс. Для двух моделей Галактики получены двумерные карты распределения среднеквадратичного отклонения углового смещения между измеренными и истинными положениями далеких источников, включая опорные источники международной небесной системы отсчета ICRF (рисунки 1.2, 1.3) в зависимости от галактических

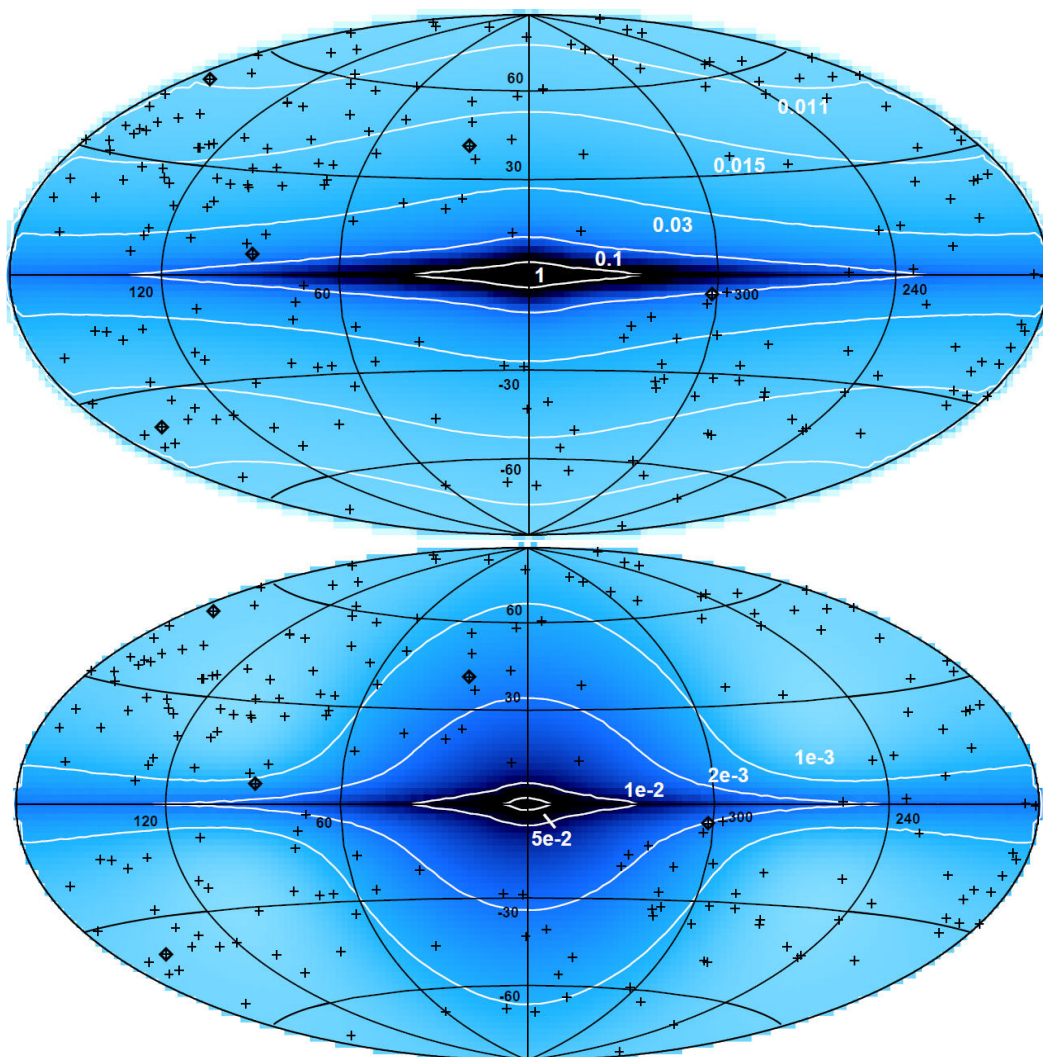


Рис. 1.10. Карта оптической толщи астрометрического микролинзирования (а) и карта частоты событий (б) для DB модели в случае порога обнаружения  $\delta_T = 2.5$  мкс дуги. Пунктирными линиями показаны контуры оптической толщи астрометрического микролинзирования (а) и частота событий в  $\text{год}^{-1}$  (б). Иллюстративный рисунок из работы Ларченкова и др. (2017).

координат. Показано, что в направлении на центральную область Галактики среднеквадратичное отклонение углового смещения (дрожания) может достигать нескольких десятков мкс дуги в самой центральной области (с размером  $\sim 6^\circ \times 2^\circ$ ), уменьшаясь до 4–6 мкс дуги на высоких галактических широтах.

Эффект дрожания накладывает принципиальные ограничения на возможность повышения точности абсолютных астрометрических измерений, делая проблематичным дальнейшее улучшение точности наблюдений из-за возникающего гравитационного шума. Тем не менее, основываясь на теоретических оценках статистических характеристик этого шума, его можно идентифицировать при анализе наблюдательных данных. В частности, знание автокорреляционной функции позволяет рассчитать спектральную плотность мощности и соответствующий спектральный индекс гравитационного шума, создаваемого случайными пролетами галактических объектов вблизи луча зрения. Показано, что полученные автокорреляционные функции могут быть формально аппроксимированы суперпозицией нескольких компонент, экспоненциально убывающих на разных характерных временах. На временных масштабах наблюдений до ста лет индекс спектральной плотности мощности равен  $-2$  для любого направления на небесной сфере и не зависит от (внутренних) параметров интегрирования. Таким образом, если анализ видимых небесных положений (координат) внегалактических источников, включая опорные источники системы ICRF, обнаруживает в полученном спектре мощности компоненту с наклоном  $-2$ , то это можно объяснить коллективным влиянием звезд и компактных объектов в Галактике.

На практике важно знать ожидаемую величину дрожания опорных источников для определенного временного интервала между наблюдениями. Автокорреляционная функция исследуемого процесса позволяет прогнозировать ожидаемое значение дрожания (условное среднеквадратичное отклонение) для любого временного интервала. Построены карты для трех временных интервалов наблюдений (три месяца, один год и десять лет), из которых видно, что на масштабе десяти лет величина дрожания может достигать нескольких десятков мкс дуги в направлении на центральную область Галактики, уменьшаясь до нескольких мкс дуги на высоких галактических широтах (см. рис. 1.6).

Полученные результаты могут быть использованы для оценки физического верхнего предела точности астрометрических измерений. Как только космические астрометрические наблюдения достигнут микросекундной точности, необходимо будет учитывать эффект дрожания координат реперных источников, вызванный локальными неоднородностями гравитационного поля Галактики.

Важно отметить, что хотя дрожание одного реперного источника может достигать десятки мкс дуги за меньшее время по сравнению со временем наблюдений, использование выборки опорных источников значительно уменьшит погрешность относительной астрометрии.

## Глава 2

# Возможность обнаружения эффекта “дрожания” координат внегалактических источников

В предыдущей главе было показано, что локальные флуктуации гравитационного поля Галактики вызывают временные вариации видимых положений внегалактических источников, так называемый ‘эффект дрожания’. Эти флуктуации поля на малых временных масштабах обусловлены движением звезд, компактных релятивистских объектов и невидимых компактных объектов гало, при этом на больших временных масштабах Галактическое гравитационное поле является стационарным.

Практическое значение ‘эффект дрожания’ имеет для активных ядер галактик (АЯГ), на которых построена международная небесная система отсчета ICRF, и которые имеют малые значения углового движения. Известно, что АЯГ обладают ультра-компактными ядрами, которые связаны со сверхмассивными черными дырами (СМЧД). На сегодняшний момент положения этих ядер определены методами интерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ, Бизли и др., 2002) или методами космической астрометрии, например, космической обсерваторией *Gaia* (Линдегрэн и др., 2018) с точностью суб-нанорадиан. Поперечные скорости СМЧД, расположенных на космологических расстояниях, предполагаются крайне малыми, меньше 1 мкс дуги/год. Гравитационное отклонение излучения в неоднородном гравитационном поле Галактики будет вызывать дрожание видимых положений ядер АЯГ.

В предыдущей главе ‘эффект дрожания’ был теоретически исследован, а также получены его статистические характеристики для реалистичных моделей Галактики. Было показано, что величина среднеквадратичного отклонения положения источника растет по мере увеличения интервала наблюдений до некоторого предельного значения, зависящего от направления на небесной сфере. В частности, на временной шкале 10 лет отклонение видимого положения источника от истинного может достигать нескольких десятков мкс дуги в на-

правлении на Центр Галактики, уменьшаясь до 1-3 мкс дуги на больших галактических широтах. Важно отметить, что в отличие от эффекта случайного блуждания, наблюдаемые флуктуации положения источника происходят относительно некоторого ‘истинного’ его положения. Как следует из вычислений, величина эффекта дрожания крайне мала. Тем не менее, прогресс наблюдательных инструментов побуждает рассмотреть вопрос о его наблюдаемости. Это может быть важно по крайней мере по двум причинам. Во-первых, обнаружение такого дрожания накладывает фундаментальное ограничение на точность астрометрических наблюдений. Во-вторых, сравнение параметров дрожания с теоретическими предсказаниями поможет в будущем проверить модель Галактики, используемую для вычислений.

Необходимо сказать, что ряд дополнительных факторов, таких как, неточное моделирование эффекта запаздывания в нейтральной атмосфере и деформации земной коры (Петров, Бой, 2004), несовершенства модели вращения Земли (Петров, 2007) влияют на точность абсолютной радиоастрометрии. Хотя некоторые авторы утверждают, что точность абсолютной астрометрии VLBI может достигать 0.05 мс дуги (Фэй и др., 2015), в дальнейших вычислениях будем придерживаться более консервативной оценки достижимого уровня точности на уровне 0.15 мс дуги. Если наблюдается не один объект, а пара объектов, то влияние этих негативных факторов уменьшается примерно пропорционально угловому расстоянию между объектами, и, таким образом, точность дифференциальной астрометрии может достигать десятков мкс дуги за одну эпоху (Рид, Хонма, 2014; Марти-Видаль и др., 2010). Следует отметить, что с помощью дифференциальной астрометрии можно измерить только разницу положений наблюдаемых объектов, а не сами положения. В настоящей главе рассматривается возможность обнаружения эффекта дрожания с помощью высокоточных радиоинтерферометрических наблюдений.

Проблема сформулирована в разделе 2.1. В разделе 2.2 дается оценка величины неопределенности ожидаемого эффекта, которая возникает из-за несовершенного знания параметров моделей Галактики, функций распределения по массам и скоростям отклоняющихся тел, а также из-за алгоритма численных расчетов. Другие возможные эффекты, которые могут вызвать наблюдаемое смещение между двумя источниками, кратко обсуждаются в разделе 2.3. В разделе 2.4 представлены основные этапы моделирования эксперимента. Полученные результаты и некоторые вопросы проведения наблюдений обсуждаются в разделе 2.5.

## 2.1 Формулировка проблемы

Рассмотрим две группы ярких внегалактических источников: ‘целевую’ и ‘контрольную’. Каждая группа содержит  $N$  тесных пар. Источники целевой выборки расположены в области небесной сферы, удовлетворяющей условиям  $|b| \leq 1.5^\circ$  и  $|l| \leq 20^\circ$ , где  $l$  и  $b$  – галактические долгота и широта. Таким обра-

зом их излучение проходит вблизи Центра Галактики, где ожидаемая величина среднеквадратичного отклонения дрожания (далее используем обозначение ‘std дрожания’) максимальна. Источники контрольной группы расположены на высоких галактических широтах  $|b| \geq 30^\circ$ , где предсказанная величина ‘std дрожания’ минимальна. Измеряя угловое расстояние между источниками в паре двух выборок и проводя анализ этих измерений, ожидается обнаружение (регистрация) систематического увеличения среднеквадратичного отклонения измеренных угловых расстояний в парах целевой выборки по сравнению с контрольной на масштабе нескольких лет.

Как можно видеть из карты для условного среднеквадратичного отклонения углового дрожания для интервала наблюдения 10 лет (Рис. 2.1), полученной для одной реализации, в отсутствии каких-либо дополнительных шумов, кроме эффекта дрожания, среднеквадратичные отклонения (и дисперсии) для этих выборок должны отличаться в несколько раз. Таким образом, для этого “идеального” случая можно установить разницу между двумя выборками источников на высоком уровне значимости. Однако эффект дрожания будет наблюдаться в присутствии разных дополнительных шумов, как инструментальных, так и астрофизических, которые могут помешать его обнаружению при анализе реальных данных.

Более того, прежде чем приступать к моделированию эксперимента, необходимо оценить неопределенности, связанные с теоретическими расчетами std дрожания. Последние основаны на современной функции масс звезд (present-day mass function, PDMF), распределения по скоростям и пространству этих звезд (модель Галактики), а также на некоторых упрощающих предположениях. Очевидно, что неопределенности параметров использованных моделей и функций влияют на величину эффекта. Таким образом, наша первоочередная задача — рассчитать бюджет возможных ошибок, возникающих как из-за неопределенностей моделей, так и из-за алгоритмов численных расчетов. Далее будут рассмотрены все эти проблемы, влияющие на возможность обнаружения эффекта дрожания.

## 2.2 Неопределенности используемых моделей

Как было отмечено в предыдущей главе, результаты моделирования были получены в предположении, что распределения по скоростям, пространству PDMF считаются независимыми, поэтому неопределенность для std дрожания можно оценить как сумму квадратов неопределенностей каждой из функций распределения. Рассмотрим их отдельно.

### 2.2.1 Модели Галактики

Неточные знания о структуре Галактики являются первой и основной проблемой, которая приводит к неопределенностям в результатах моделирования. Все теоретические расчеты были выполнены для двух моделей распределения



плотности вещества в Галактике: 1) “классической” модели Баккалла-Сонейры (Баккалл, Сонейра, 1980; Баккалл, 1986) и 2) более реалистичной модели Галактики (модель 2 из работы Денен, Бинни, 1998). Для удобства будем использовать последнюю в качестве “базовой” модели. Следует отметить, что эта модель является лишь одной из четырех, которые были получены этими авторами из анализа одних и тех же данных наблюдений. Поэтому, чтобы оценить, насколько выбор модели Галактики влияет на наши оценки  $\text{std}$  дрожания, также были выполнены вычисления для трех других моделей (модель 1, 3 и 4) из работы Денен, Бинни (1998) и для модели Галактики из работы МакМиллан (2017), которая построена на основе данных наблюдений последних лет.

Используя ту же методику, что и в предыдущей главе, был построен набор карт  $\text{std}$  дрожания для разных моделей Галактики. Сравнение этих карт показывает, что в зависимости от используемой модели, изменения  $\text{std}$  дрожания составляют около нескольких процентов для высоких галактических широт, увеличиваясь до 20–25 % для центральной части Галактики и низких широт. Такой рост неопределенностей связан с трудностями параметризации центральной части диска и балджа. Для последующих оценок будем использовать величину 25% как консервативное значение неопределенности  $\text{std}$  дрожания, возникающей из-за неточных знаний структуры Галактики.

### 2.2.2 Современная функция масс

Известно, что функция масс звезд Галактики не может быть определена непосредственно из наблюдений. Наблюдаемые величины, такие как, функция светимости или поверхностная яркость, преобразуются в функцию массы через отношение массы к возрасту и светимости. Таким образом, функция масс выводится только в рамках используемой теории звездной эволюции.

Как уже было указано, в теоретических расчетах была использована общепризнанная современная функция масс (PDMF) для звезд диска, гало и балджа из работ Шабрие, Мира (1997) и Шабрие (2003). Выражения для PDMF разных галактических компонент включают в себя два или три параметра, которые определяются в рамках заданных неопределенностей. Очевидно, что разброс параметров PDMF влияет на теоретические результаты, полученные в предыдущей главе. Параметры PDMF варьировались случайным образом в пределах интервалов их неопределенностей и была оценена результирующая неопределенность для  $\text{std}$  дрожания, равная 9-15%, в зависимости от направления на небесной сфере и вклада разных компонент галактики. Для последующих вычислений будем использовать величину 15% в качестве консервативного значения неопределенности  $\text{std}$  дрожания из-за нашего неточного знания функции масс.

### 2.2.3 Распределение по скоростям

Распределение звезд по скоростям, которое использовалось в теоретических расчетах, зависит от двух параметров: скорости убегания из Галактики и дисперсии скоростей звезд, которая различается для разных компонент Галактики. Вариации скорости убегания в пределах 10% ее значения  $500 \text{ км с}^{-1}$  не оказывают существенного влияния на  $\text{std}$ . Вариации значения дисперсий скоростей звезд в пределах их неопределенностей, приведенных в работе Бленд-Хоторн, Герхард (2016) для разных компонент Галактики, приводят к изменению величины  $\text{std}$  в пределах не более 5%.

Таким образом, возникающие из-за незнания точного распределения звезд по скоростям неопределенности можно консервативно оценить равными 5%.

Наконец, неопределенности условных стандартных отклонений или автокорреляционных функций могут достигать 20% в зависимости от выбора минимального прицельного параметра отклоняющего тела относительно наблюдаемого внегалактического источника (подробности см. в разделе 1.2.2 предыдущей главы).

Резюмируя все вышеизложенное, можно заключить, что суммарная «теоретическая» неопределенность  $\text{std}$  дрожания, возникающая из-за разных типов неопределенностей моделирования, может быть консервативно оценена как 35%.

## 2.3 Другие возможные источники шума

Перейдем к рассмотрению других возможных эффектов, которые могут влиять на измерение углового расстояния между источниками, а именно: 1) тепловой шум; 2) вклад задержки пути в ионосфере; 3) вклад задержки пути в нейтральной атмосфере. Атмосферные ошибки растут приблизительно линейно с ростом углового расстояния между источниками, поэтому, чем меньше угловое расстояние, тем лучше. В работе Марти-Видадь и др. (2010) предоставлены реалистичные оценки ошибок дифференциальной астрометрии как функция углового расстояния между источниками. Для углового расстояния  $2^\circ$  точность составляет порядка 30 мкс дуги, которая может быть достигнута для интерферометра с проекциями базы  $\sim 2000\text{--}3000 \text{ км}$  (М.Нонма, частное сообщение). В работе Рид, Хонма (2014) было отмечено, что случайные ошибки дифференциальной астрометрии для углового расстояния  $1^\circ$  могут быть на уровне  $\sim 10 \text{ мкс}$  дуги для интерферометра с проекциями базы  $\sim 8000 \text{ км}$ , хотя систематические ошибки обычно выше.

Кроме того, необходимо учитывать некоторые другие факторы. Во-первых, структура многих АГЯ меняется со временем, что связано с их вспышечной активностью (см., например, работу Листер и др., 2019, а также ссылки в ней). Во время вспышки сгусток (компактный компонент) выбрасывается из области ядра, движется с релятивистской скоростью, затем затухает и исчезает. Наличие расширения струи, как правило, приводит к оценке положения источников

на уровне 30–100 мкс дуги. Однако, если струя имеет компактный компонент, в предельных случаях ее вклад в положение источника может превысить 1 мс дуги (Петров, Ковалев, 2017). Изменения в структуре источника из-за эволюции компонентов струи, если они не учтены, также приводят к изменению в оценках положения источника. Этот эффект можно промоделировать, используя карты источника, однако вопрос об остаточных ошибках вклада источника, учитываемых таким образом, остается открытым.

Другим эффектом является сдвиг ядра. Положение ядра смещено вдоль струи из-за самопоглощения, и это смещение зависит от частоты. Эффект был предсказан теоретически в работе Блендфорд, Кенигл (1979), а затем подтвержден в наблюдениях (см., например, Ковалев и др., 2008; Соколовский и др., 2011, а также ссылки в этих работах). Типичное значение смещения ядра на частоте 8 ГГц составляет около 200 мкс дуги. Недавно в работе Плавин и др. (2019) продемонстрирована изменчивость смещения ядра, связанного со вспышечной активностью. Сдвиг ядра уменьшается на высоких частотах, хотя, как показано в работе Абелян и др. (2018), он все еще находится на уровне 100 мкс дуги на частоте 15 ГГц. Таким образом, многочастотные наблюдения необходимы для оценки сдвига ядра и его эволюции.

Другой причиной нестабильности положения источника и уширения его изображения является рассеяние в межзвездной среде (Пушкарев, Ковалев, 2015; Лацио и др., 2008). Такое уширение наблюдается для источников, расположенных на низких галактических широтах, причем в предельных случаях на частотах 1–8 ГГц из-за рассеяния источник нельзя обнаружить на больших проекциях базы. Поскольку астрометрическая точность VLBI обратно пропорциональна проекции базы, отсутствие наблюдений на больших проекциях баз приведет к ее снижению. Кроме того, облака межзвездной среды могут изменять величину уширения, и такие изменения, связанные с экстремальными событиями рассеяния, могут происходить на масштабах месяцев (Пушкарев и др., 2013; Чимо и др., 2002; Фидлер и др., 1987, 1994). Уширение обратно пропорционально квадрату частот, и наблюдения на высоких частотах, 22 ГГц и выше, существенно нивелируют этот эффект.

Таким образом, влияние этих эффектов можно минимизировать, если наблюдать тесные пары источников с угловым расстоянием не более  $1\text{--}2^\circ$  на высоких частотах, на 22 ГГц и выше, и при этом обеспечить одновременные наблюдения на нескольких частотах (по крайней мере на двух), чтобы оценить сдвиг ядра и исключить частотно-зависимый вклад ионосферы.

## 2.4 Моделирование эксперимента

Это раздел посвящен моделированию эксперимента с учетом сформулированных выше рекомендаций по стратегии наблюдений.

Начнем с генерации двух выборок далеких источников. Целевая выборка, состоящая из  $N$  пар источников, создается случайным образом в центральной

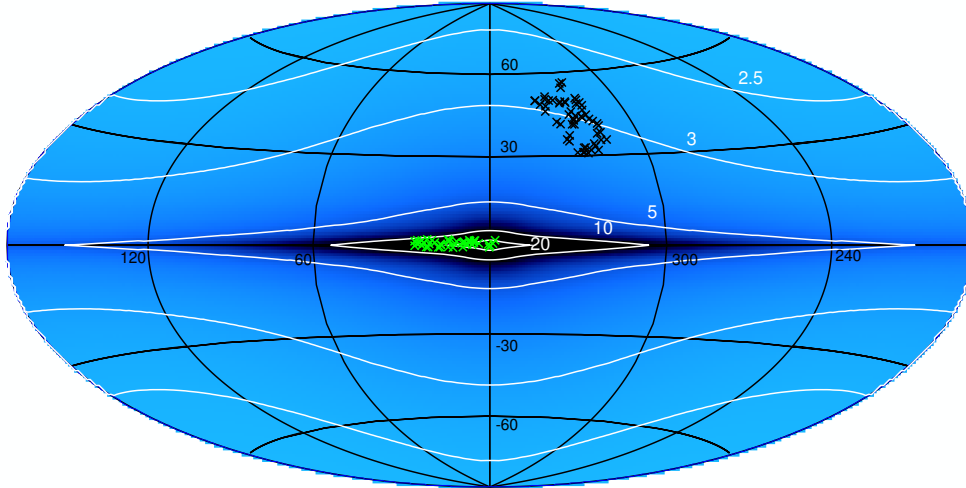


Рис. 2.1. Карта условного среднеквадратичного отклонения углового блуждания (в мкс дуги) для интервала наблюдений 10 лет. Белыми линиями показаны контуры для блуждания  $\alpha = 20, 10, 5$  and  $3$  мкс дуги. Положения источников целевой и контрольной выборок показаны зелеными и черными крестами, соответственно. Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2020а).

области неба с координатами  $|b| \leq 1.5^\circ$  и  $|l| \leq 20^\circ$ . Угловое расстояние между источниками в паре варьируется от  $1^\circ$  to  $2^\circ$ . Угловое расстояние соответствует угловому расстоянию, для которого отсутствует пространственная корреляция эффекта дрожания. С другой стороны, как обсуждалось в предыдущем разделе, точность дифференциальной РСДБ-астрометрии начинает заметно ухудшаться, если угловое расстояние превышает  $2^\circ$  в результате кратковременных изменений в задержке пути в атмосфере. Первоначально заданные длины дуг (угловые расстояния) в паре источников считаются “истинным” расстоянием<sup>1</sup>

Выбор галактической долготы/широты для источников контрольной выборки определяется минимальным значением эффекта. Согласно расчетам, проведенным в главе 1, источники этой выборки должны иметь галактическую широту, превышающую  $30^\circ$  (см. Рис. 2.1). Здесь контрольная выборка создается в области неба  $-70^\circ \leq l \leq -20^\circ$  и  $30^\circ \leq b \leq 60^\circ$  таким же образом, как и целевая выборка.

На следующем этапе после создания двух выборок источников необходимо смоделировать «наблюдательные» данные с учетом наличия эффекта дрожания, а также влияния разных типов шума. Моделирование эксперимента вклю-

<sup>1</sup>Конечно, в реальных наблюдениях этот параметр неизвестен. Здесь он нужен только в качестве отправной точки для дальнейшего моделирования.

чает три этапа: 1) во-первых, генерируется массив «измеренных» длин дуг в каждой паре в отсутствие какого-либо шума, кроме эффекта дрожания; 2) затем синтезируются три вида шума: белый, фликер и красный, которые представляют разные типы наблюдательных и инструментальных шумов; 3) производится и анализируется зашумленный сигнал.

Рассмотрим все эти этапы более детально.

### 2.4.1 Моделирование сигнала

Основной целью этого подраздела является моделирование эффекта дрожания с предсказанными статистическими параметрами в отсутствие любого другого шума. Предположим, что наблюдается  $N$  тесных пар источников целевой и контрольной выборок  $K$  раз за  $T$  лет. По прошествии  $T$  лет ожидается наличие  $N$  временных последовательностей, состоящих из  $K$  измеренных угловых расстояний между источниками в  $i$ -ой паре  $l_i(t_j)$  для данной выборки (целевой или контрольной), где  $j = 1, \dots, K$ . Для моделирования эффекта дрожания в отсутствие других видов шумов, создается массив «измеренных» угловых расстояний  $l_i(t_j)$  с учетом следующих предположений:

1. std дрожания источников для каждой  $i$ -ой пары  $\alpha_{i1}$  и  $\alpha_{i2}$  являются независимыми, так как минимальное угловое расстояние между источниками пары выбрано таким образом, чтобы не было пространственной корреляции;
2. величины  $\alpha_{i1}^2$  и  $\alpha_{i2}^2$  для данного временного интервала между наблюдениями вычисляются согласно полученным автокорреляционным функциям эффекта дрожания;
3. угловые расстояния  $l_i$  между источниками в  $i$ -ой паре моделируются с использованием распределения Гаусса со средней величиной, равной «истинному» угловому расстоянию  $l_i^{true}$ , так как математическое ожидание вектора дрожания равно нулю, и с дисперсией  $\alpha_{tot}^2(t)$ , зависящей от времени;
4. в свою очередь  $\alpha_{tot}(t)$  также распределена по Гауссу со средним значением  $\mu = \sqrt{\alpha_{i1}^2(t) + \alpha_{i2}^2(t)}$  и шириной  $\varepsilon \simeq 0.35\mu$ , где 35% – теоретическая неопределенность std блуждания, которая обсуждалась в разделе 2.2.

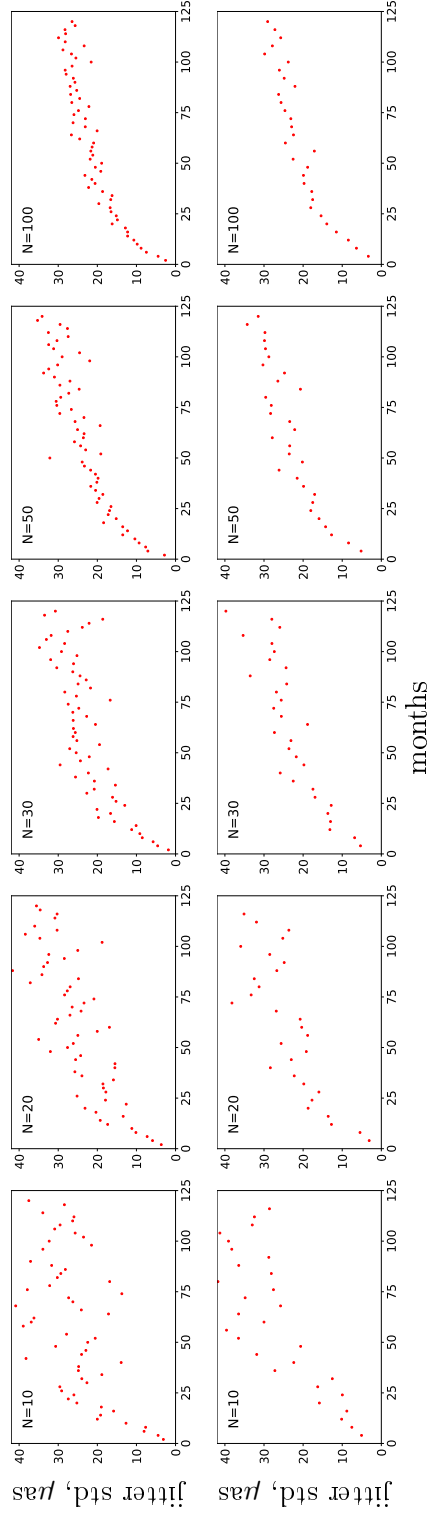


Рис. 2.2. std дрожания как функция времени в месяцах для разного числа пар ( $N=10, 20, 30, 50$  и  $100$ ) целевой выборки источников. Показана только одна реализация. На верхней панели интервал наблюдениями равен 2 месяцам, на нижней панели интервал равен 4 месяцам. Иллюстративный рисунок из работы Ларченкова и др. (2020а).

После создания массива “измеренных” угловых расстояний  $l_i(t_j)$  для  $i$ -ой пары источников вычисляется среднее угловое расстояние как  $\langle l_i \rangle = \frac{1}{K} \sum_{j=1}^K l_i(t_j)$ , которое затем вычитается из каждого “измеренного” углового расстояния. В результате для каждой  $i$ -ой пары источников получается последовательность  $\Delta l_i(t_1), \dots, \Delta l_i(t_K)$ , где  $\Delta l_i(t_j) = l_i(t_j) - \langle l_i \rangle$ . Назовем эту последовательность сигналом для  $i$ -ой пары. Аналогичную процедуру проводим для всех  $N$  пар целевой выборки. В результате получаем матрицу  $[K \times N]$  величин  $\Delta l_i(t_j)$ , которая является одной из возможных реализаций наших измерений для целевой выборки. Эта матрица используется для вычисления среднеквадратичного отклонения для этой случайной реализации соответствующим образом.<sup>2</sup>

Очевидно, что для каждой из возможных реализаций вычисленное среднеквадратичное отклонение измеренных угловых расстояний между источниками в паре будет разным. Чтобы определить среднее значение std дрожания и его разброс, сделаем 100 таких реализаций. В результате проведенного моделирования было установлено, что увеличение числа реализаций больше 100 не приводит к изменению определяемых величин больше чем на 1 мкс дуги. Таким образом, разброс среднего значения полученного std дрожания определяет диапазон ожидаемых значений, которые можно получить в эксперименте в случае отсутствия других видов шума.

Описанный выше алгоритм применяется аналогичным образом для пар источников контрольной выборки. В результате получаем 100 матриц  $[K \times N]$  измеренных угловых расстояний  $\Delta l_i(t_j)$ , вычисляем среднее значение std дрожания и его разброс для целевой и контрольной выборок.

Теперь необходимо оценить сколько пар источников, какая продолжительность наблюдений и интервал между ними (частота наблюдений) необходимы для последующего адекватного статистического анализа. Разброс среднего значения std дрожания очевидным образом зависит от числа пар источников как  $1/\sqrt{N}$ . Даже в случае идеального эксперимента, т.е. в отсутствии каких-либо шумов, для 10 пар источников ожидаемый рост со временем величины среднеквадратичного отклонения измеренных угловых расстояний может быть размыт случайными флуктуациями (см. рис. 2.2). В то время, как для  $N = 30$  ожидаемый нами тренд явно прослеживается. Очевидно, что чем большее число пар используется для наблюдений, тем точнее статистические результаты (см. рис. 2.2 для 100 пар источников). Тем не менее, для проведения эксперимента необходимо определить необходимое число пар, наблюдения которых позволят достигнуть поставленных целей. Число пар  $N = 30$  представляет собой разумный компромис между достижением результата и возможностью наблюдений. Поэтому в дальнейшем будем использовать это число для источников целевой и контрольной выборок.

---

<sup>2</sup>Среднеквадратичное отклонение вычисляется как  $\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^K (x_k - \langle x \rangle)^2}{K - 1}}$ , где  $\{x_1, x_2, \dots, x_K\}$  – измеряемые в наблюдениях величины,  $\langle x \rangle$  – среднее значение и  $K$  – число наблюдений в выборке. Дисперсия обозначается как  $\sigma^2$ .

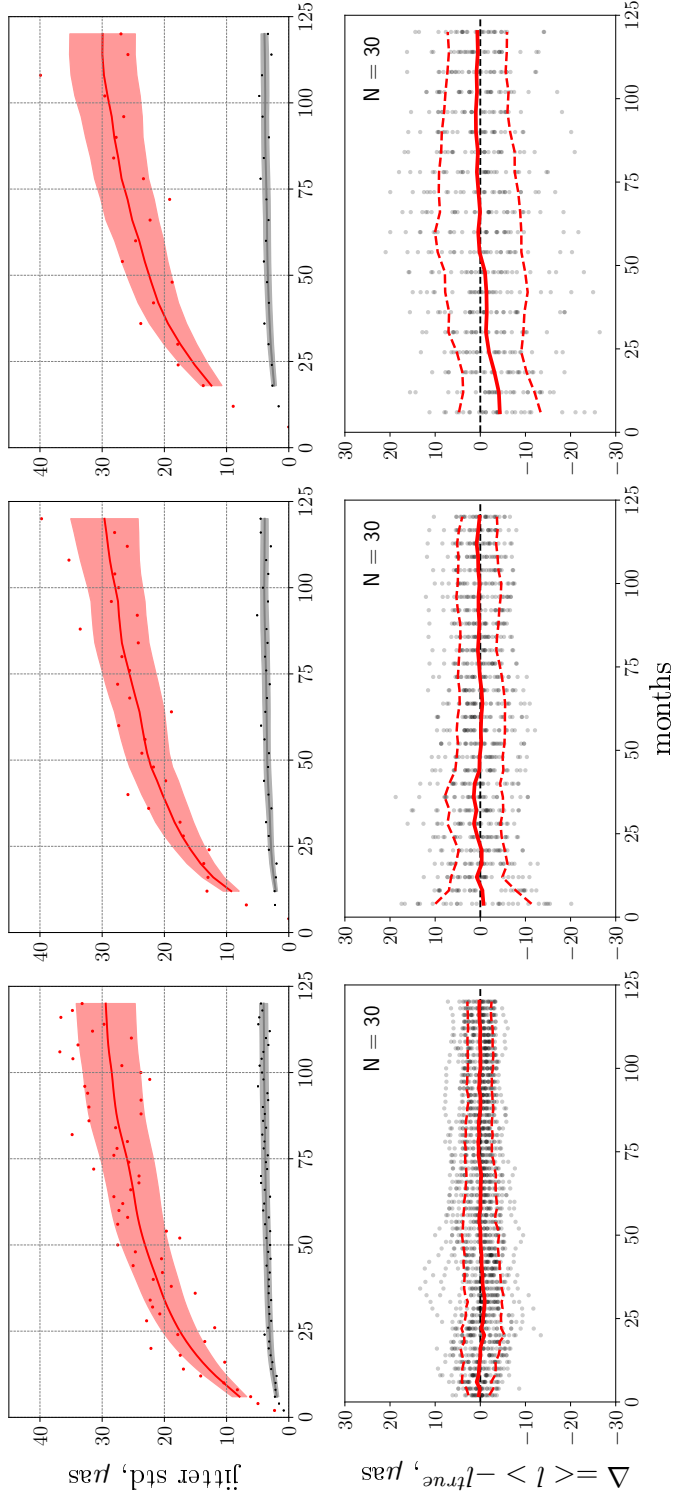


Рис. 2.3. *Верхняя панель*: std дрожания как функция времени. Слева направо: наблюдения проводятся каждые 2, 4 и 6 месяцев, соответственно. Красные и серые линии показывают среднюю величину std дрожания для 100 реализаций целевой и контрольной выборок, соответственно. Неопределенностям соответствуют красная и серая заштрихованные области для целевой и контрольной выборок, соответственно. *Нижняя панель*: кумулятивные изменяющиеся средние угловые расстояния между двумя источниками в паре сходятся со временем к своему “истинному” значению. Серые точки показывают измерения для каждой из 30 пар источников. Красные линии показывают среднее значение величин  $\Delta = \langle l \rangle - l^{true}$  и разброс этого среднего (пунктирные линии). Верхняя панель - результат диссертанта, нижняя панель - иллюстративный рисунок из работы Ларченкова и др. (2020a).



На рис. 2.3 для случая отсутствия шумов показаны среднее значение  $\text{std}$  дрожания и его разброс для 30 пар целевой (красные линии) и контрольной (серые линии) выборок источников как функция времени для разных интервалов между наблюдениями: 2, 4 и 6 месяцев. Для целевой выборки среднее значение  $\text{std}$  растёт со временем и достигает  $\simeq (25 \pm 4)$  мкс дуги за 5 лет наблюдений и  $\simeq (30 \pm 5)$  мкс дуги за 10 лет. Для контрольной выборки среднее значение  $\text{std}$  мало меняется со временем и примерно составляет  $(3 \pm 1)$  мкс дуги за 10 лет наблюдений. При этом наклон спектра мощности эффекта дрожания равен  $\simeq -2$ , как уже было показано раньше.

Отметим, что изменение интервала между наблюдениями не оказывает заметного влияния на кривую эффекта (верхняя панель рис. 2.3), поскольку эта гладкая кривая получена путем усреднения по большому числу реализаций эксперимента. Однако в реальном эксперименте будет только одна конкретная реализация в отличие от 100 реализаций, которые использовались в модельных вычислениях. Очевидно, что в таком случае увеличение частоты наблюдений приведет к более точным оценкам среднего значения углового расстояния между источниками в парах. Рис. 2.3 (нижняя панель) иллюстрирует сходимость куммулятивного среднего углового расстояния в паре со временем. Измерения для 30 пар источников показаны серыми точками. Красными линиями показано среднее значение величин  $\Delta = \langle l \rangle - l^{true}$ , где  $\langle l \rangle$  – куммулятивное среднее значение углового расстояния в момент времени  $t$ , и разброс этого среднего (одно стандартное отклонение).

### 2.4.2 Моделирование зашумленного сигнала

В предыдущем разделе был смоделирован идеальный эксперимент, в котором отсутствовали любые виды шумов кроме шума дрожания, который далее рассматривается как полезный сигнал. Теперь рассмотрим более реалистичную ситуацию, в которой изучаемый полезный сигнал зашумлен.

Разные эффекты, которые могут вызывать нестабильность видимых положений источников, а также стратегия наблюдений, призванная их минимизировать, обсуждались в разделе 2.3. Не все возникающие шумы/эффекты хорошо изучены и могут быть полностью удалены из наблюдательных данных. Предположим, что эффект дрожания ‘испорчен’ каким-либо шумом, оставшимся после процесса очистки данных. Поскольку эффект дрожания по своей природе отличается от других астрофизических шумов, таких как, вспышечная активность АЯГ, смещение ядра, рассеяние в межзвездной среде и т.д., а также от инструментальных шумов, то какая-либо корреляция между полезным сигналом (эффектом дрожания) и шумом не ожидается. Таким образом, предполагается, что шум аддитивен. Рассмотрим три вида шума: белый шум, фликкер-шум со спектром  $1/f$  и красный шум со спектром  $1/f^2$  как наиболее распространенные при анализе временных рядов в астрономии и метеорологии (Пресс, 1978; Скаргл, 1981; Воган, 2013).

Временная последовательность белого шума для каждой пары источников

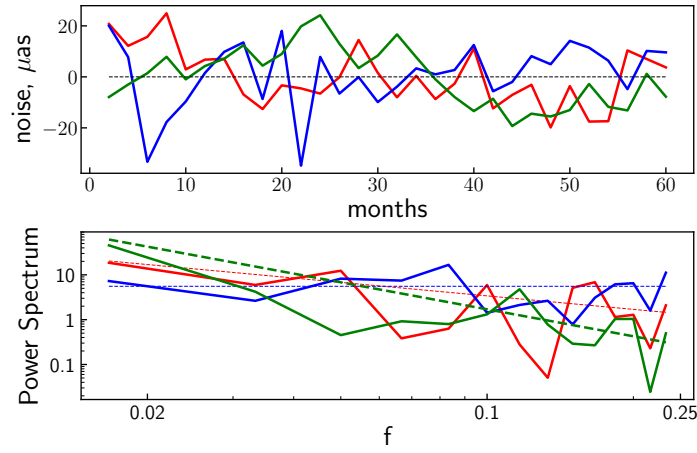


Рис. 2.4. Иллюстрация разных видов рассмотренных шумов. (*Верхняя панель:* Зависимость амплитуды шума в мкс дуги от времени. Белый, фликкер и красный шум показаны голубым, красным и зеленым цветами, соответственно. *Нижняя панель:* Соответствующие спектры мощности. Штриховыми линиями показаны спектры мощности белого (константа), фликкер ( $1/f$ ) и красного шумов ( $1/f^2$ ), соответственно, где  $f = i/(60 \text{ месяцев})$ ,  $i = 1, \dots, 14$  – частота дискретного преобразования Фурье. Иллюстративный рисунок из работы Ларченкова и др. (2020а).

определяется гауссовским распределением с нулевым средним и заданным значением дисперсии  $\sigma_n^2$ . Цветной шум (со степенным спектром мощности) генерируется с использованием алгоритма, описанного в работе Тиммер, Кениг (1995). Среднее значение амплитуды шума в каждой временной последовательности установлено равным нулю, средняя дисперсия временных последовательностей шума одинакова и составляет  $\sigma_n^2$ . На рис. 2.4 в качестве примера показана одна реализация разных видов шума с некоторым фиксированным значением  $\sigma_n^2$ . На верхней панели рисунка показана зависимость амплитуды шума от времени, где белый шум показан голубым цветом, фликкер-шум – красным и красный шум – зеленым цветами. На нижней панели рисунка показаны соответствующие спектры мощности шума: голубым цветом для белого шума, красным и зеленым цветами для фликкер и красного шума, соответственно.

Как и в случае генерации сигнала, для моделирования “зашумленного” сигнала было получено 100 реализаций матрицы амплитуды шума для трех видов шума с заданным спектром мощности и дисперсией.

Для получения “зашумленного” сигнала, матрица амплитуды шума складывается с матрицей амплитуды сигнала для каждой реализации. В результате мы получаем 100 матриц  $[K \times N]$  “зашумленных” угловых расстояний в парах  $\Delta l_i(t_j)$  для целевой и контрольной выборок, где  $N=30$ . Затем полученные матрицы анализируются таким же образом, как и в случае “чистого” сигнала (см. раздел 2.4.1).

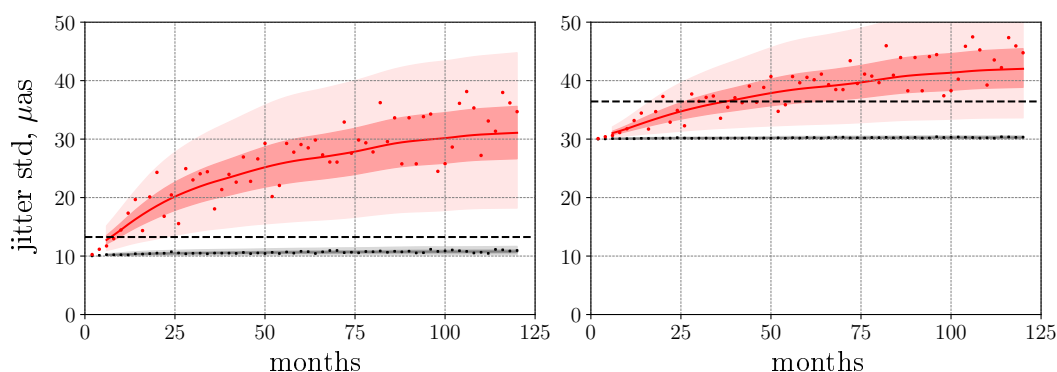


Рис. 2.5. Результаты моделирования эффекта дрожания в “зашумленных” наблюдениях. Красный цвет соответствует целевой выборке, серый – контрольной. На левой и правой панелях линиями показано увеличение со временем среднего значения полезного сигнала (эффекта дрожания), испорченного аддитивным шумом со средней дисперсией  $\sqrt{\sigma_n^2} = 10$  мкс дуги и 30 мкс дуги, соответственно. Наблюдения проводятся каждые 2 месяца. Вычисления выполнены для 100 реализаций. Одна случайная реализация показана точками. Заштрихованные темные области представляют разброс этого среднего значения (одно стандартное отклонение), заштрихованные светлые области представляют разброс, равный трем стандартным отклонениям. Согласно критерию Фишера, целевую и контрольную выборки можно различить на уровне значимости  $3\sigma$ , если заштрихованная область светло-красного цвета находится над пунктирной горизонтальной линией. Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2020а).

В дальнейших расчетах предполагалось, что полезный сигнал “зашумлен” только одним видом шума, или белым или цветным, с  $\sigma_n = 10$  мкс дуги и  $\sigma_n = 30$  мкс дуги. Как уже упоминалось в разделе 2.3 эти величины примерно соответствуют уровню точности дифференциальной астрометрии для разных значений проекций интерферометрических баз (Рид, Хонма, 2014). Все типы шума дают одинаковый результат, так как: (i) вычисления проводятся для фиксированного числа пар источников; (ii) значение дисперсии шума одинаково для разных цветов шума. Принимая это во внимание, на рис. 2.5 показаны std дрожания и его разброс в предположении, что сигнал “зашумлен” белым шумом. Зашумленный сигнал усреднен по 100 реализациям, также как и в случае отсутствия шума. Сплошные линии показывают, что среднее значение std измеренных угловых расстояний между источниками в парах увеличивается со временем. Темная заштрихованная область представляет разброс среднего значения (одно квадратичное отклонение), светлая заштрихованная область представляет разброс, равный трем стандартным отклонениям. Статистические свойства вычислялись для 100 реализаций. Красными и серыми точками показаны std зашумленного сигнала для одной случайной реализации целевой и контрольной выборок, соответственно. Согласно критерию Фишера, целевую и контрольную выборки можно различить на уровне значимости  $3\sigma$ , если заштрихованная область светло-красного цвета находится над пунктирной толстой горизонтальной линией.

Видно, что для нашего выбора  $\sigma_n$  среднее квадратичное отклонение и его разброс для контрольной выборки полностью определяются шумом. Рисунок 2.5 также показывает, что для целевой выборки разброс среднее квадратичного отклонения увеличивается с продолжительностью эксперимента, что обусловлено наличием эффекта “дрожания”, в отличие от контрольной выборки, где изменение во времени практически нет. Как следует из наших расчетов, на масштабе  $\sim 2$  лет возможно обнаружить систематическое увеличение std измеренных угловых расстояний пар источников целевой выборки по сравнению с контрольной на уровне  $3\sigma$  согласно критерию Фишера, если точность дифференциальных астрометрических наблюдений составит 10 мкс дуги.

## 2.5 Заключение

В настоящей главе рассмотрена возможность регистрации эффекта “дрожания” (Ларченкова и др., 2020а), основываясь на теоретических предсказаниях его величины и современном уровне точности дифференциальной астрометрии. Проведено моделирование эксперимента и на основании его результатов разработана стратегия проведения наблюдений. Предложено проводить долговременные измерения углового расстояния между тесными парами источников в “целевой” и “контрольной” выборках. Источники целевой группы расположены в направлении на центральную область Галактики, где ожидаемая величина эффекта дрожания максимальна, а источники контрольной группы расположе-

ны на высоких галактических широтах, где ожидаемая величина исследуемого эффекта минимальна. С целью минимизации влияния других возможных эффектов, также способных повлиять на измерения углового расстояния между источниками в паре, необходимо проводить наблюдения (1) близких пар источников (в пределах  $1-2^\circ$ ), (2) на высоких частотах (22 ГГц и выше) и (3) по крайней мере на двух частотах одновременно. Одновременные многочастотные наблюдения позволят оценить сдвиг ядра источника и определить зависящий от частоты оставшийся ионосферный вклад (см., например, работу Чжао и др., 2018).

Показано, что на масштабе  $\sim 2$  лет возможно обнаружить систематическое увеличение  $\text{std}$  измеренных расстояний в парах источников целевой выборки по сравнению с контрольной на уровне значимости  $3\sigma$  в соответствии с критерием Фишера, если  $\text{std}$  шума не превышает 10 мкс дуги. Если же его величина будет порядка 30 мкс дуги, тогда целевая и контрольная выборки будут отличаться на уровне значимости  $2\sigma$  на масштабе 10 лет, что можно рассматривать лишь как намек на регистрацию эффекта дрожания. Указанные величины (10 и 30 мкс дуги) примерно соответствуют уровню точности дифференциальной астрометрии для разных значений проекций баз радиointерферометров (Рид, Хонма, 2014). Такие системы, как, например, Корейская радиointерферометрическая сеть (KVN), имеющая возможность проведения одновременных многочастотных наблюдений и совсем недавно продемонстрировавшая астрометрическую точность 30 мкс дуги на частотах 22/43 ГГц, а также система ближайшего будущего ngVLA, охватывающая диапазон частот от 1,2 до 112 ГГц (Селина и др., 2018), кажутся наиболее перспективными для обнаружения и изучения эффекта астрометрического дрожания внегалактических источников. Заметим, что точность  $\sim 20$  мкс дуги необходима для достижения уровня значимости  $3\sigma$  на масштабе 10 лет.

В результате проведенных исследований можно заключить, что регистрация эффекта дрожания возможна с помощью современных радиоастрономических наблюдений, хотя для оценки вклада систематических ошибок и определения характеристик их спектра мощности необходимы значительные усилия. С помощью функции распределения наблюдаемых угловых расстояний между источниками потенциально можно проверять разные галактические модели. Как было показано в разделе 2.2, разница в величинах дрожания для исследованных моделей может предположительно достигать 25% в центральных частях Галактики. Таким образом, точность астрометрических измерений на уровне нескольких угловых микросекунд также необходима для решения этой задачи.

## 2.6 Приложение к первой части

*Распределение по массам отклоняющихся тел*

Число звезд (в том числе, коричневых карликов) на единицу массы есть звездная функция масс (ФМ), которая обычно приводится в единицах  $stars pc^{-3} M_{\odot}^{-1}$  или в логарифмических  $stars pc^{-3} \log^{-1}(M_{\odot})$ . Важно отметить, что функция масс непосредственно из наблюдений не определяется. В наблюдениях измеряется или функция светимости или поверхностная яркость. Эти наблюдаемые величины пересчитываются в функцию масс с использованием соотношения масса–возраст–светимость, полученного в рамках теории звездной эволюции. Звезды, время жизни которых превышает возраст Галактики, будут находиться на главной последовательности (Миллер и Скало, 1997). Для них современная функция масс (PDMF) и начальная функция массы (IMF) совпадают. Так для маломассивной части ( $m \leq 1M_{\odot}$ ) PDMF и IMF эквивалентны (см., например, Шабрие, 2003).

PDMF для звезд и коричневых карликов диска Галактики, балджа, сфероида и гало взяты из работ Шабрие, Мира, 1997; Зоккали и др., 2000; Шабрие, 2003 и записываются следующим образом:

$$\xi_d(\log m) = \frac{1}{\log M_{\odot} pc^3} \times \begin{cases} 0.158 m^0, & 0.01 \leq m < 0.08 \\ 0.158 \exp \left[ -\frac{(\log(\frac{m}{0.079}))^2}{0.9577} \right], & 0.08 \leq m < 1.0 \\ 0.044 m^{-4.37}, & 1.0 \leq m < 3.47 \\ 0.015 m^{-3.53}, & 3.47 \leq m < 18.2 \\ 2.5 \times 10^{-4} m^{-2.11}, & 18.2 \leq m < 63 \end{cases} \quad (2.1)$$

для диска;

$$\xi_h(m) = 4 \times 10^{-3} \left( \frac{m}{0.1 M_{\odot}} \right)^{-1.7} \frac{1}{M_{\odot} pc^3}, 0.01 \leq m < 0.8; \quad (2.2)$$

для гало;

$$\xi_{sph}(\log m) = \frac{1}{\log M_{\odot} pc^3} \times \begin{cases} 3.6 \times 10^{-4} \exp \left[ -\frac{(\log(\frac{m}{0.22}))^2}{2(0.33)^2} \right], & m \leq 0.7 \\ 7.1 \times 10^{-5} m^{-1.3}, & m > 0.7. \end{cases} \quad (2.3)$$

для сфероида.

Для балджа используется выражение (2.3) только для  $m < 1M_{\odot}$ . Здесь  $M_{\odot}$  – масса Солнца,  $m$  – масса звезды в единицах Солнечной массы.

Суммарная (полная) плотность вещества в окрестности Солнца определяется в рамках используемых моделей Галактики

$$\rho_{total, solar} = \sum_i \int_{m_{min}}^{m_{max}} M \xi_i(M) dM,$$

где  $i = d, b, sph, h$ ,  $m_{min}$  и  $m_{max}$  – минимальная и максимальная масса для каждой  $i$ -той компоненты Галактики. Локальная динамическая плотность, полученная по данным обсерватории Hipparcos, составляет примерно  $0.122 M_{\odot} pc^{-3}$  (ван Леувен, 2007).

### Распределение скоростей отклоняющихся тел

В качестве распределения скоростей отклоняющихся тел используется усеченное на значении  $v_e$  распределение Максвелла:

$$f_i(v_a) = A_v \frac{\exp\left(-\frac{v_a^2}{\sigma_i^2}\right) - \exp\left(-\frac{v_e^2}{\sigma_i^2}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{v_e^2}{\sigma_i^2}\right)}, \quad (2.4)$$

где  $A_v$  – нормировочный множитель,  $\sigma_i$  – характерная дисперсия скоростей звезд. В общем случае эта величина имеет разные значения для разных компонент Галактики, поэтому в дальнейших вычислениях используются значения  $\sigma \simeq 100$  км с<sup>-1</sup> для гало и сфероида (Сюэ и др., 2008),  $\sigma \simeq 30$  км с<sup>-1</sup> для диска и балджа (см., например, Чен, 1998; Алкобе, Кубарси, 2005). Параметр  $v_e$  является второй космической скоростью, т.е. минимальной скоростью, с которой звезда способна покинуть локальное гравитационное поле Галактики. Согласно работам Карни, Лэтэм (1987) и Смит и др. (2007)  $v_e \simeq 500$  км с<sup>-1</sup>.

### Пространственное распределение отклоняющихся тел

В качестве наиболее реалистичной модели пространственного распределения отклоняющихся тел в Галактике используется многокомпонентная модель Галактики из работы Денена и Бинни (1998) (DB модель), состоящая из трехкомпонентного диска, балджа и гало. Распределение плотности вещества в цилиндрических координатах  $(R, z)$  с центром в центре Галактики для каждого из трех компонентов диска определяется как

$$\rho_d^{DB}(R, z) = \frac{\sum_d}{2z_d} \exp\left(-\frac{R_m}{R} - \frac{R}{R_d} - \frac{|z|}{z_d}\right), \quad (2.5)$$

где  $R_d$  и  $z_d$  – характерные длина и высота диска,  $\sum_d$  – центральная поверхностная плотность диска,  $R_m$  – параметр, описывающий уменьшение поверхностной плотности межзвездной среды ( $R_m$  равен 0 для тонкого и толстого звездного дисков, и равен 4 кпк для диска межзвездной среды, межзвездного газа).

Диск межзвездной среды был исключен из рассмотрения, так как нас интересует только отклонение звездами и компактными объектами. В соответствии с моделью 2 из работы Денена и Бинни (1998) полная масса диска составляет  $4.88 \times 10^{10} M_{\odot}$ , его характерная длина  $R_d = 2.4$  кпк, характерная высота  $z_d = 180$  пк для тонкого диска и  $z_d = 1$  кпк для толстого диска.

Распределение плотности для балджа и гало в рамках этой модели задается следующими выражениями:

$$\rho_b^{DB}(R, z) = \rho_{0,b} \left( \frac{\sqrt{R^2 + z^2/q_b^2}}{R_{0,b}} \right)^{-1.8} \exp \left( -\frac{R^2 + z^2/q_b^2}{R_{t,b}^2} \right) \quad (2.6)$$

$$\rho_h^{DB}(R, z) = \rho_{0,h} \left( 1 + \frac{\sqrt{R^2 + z^2/q_h^2}}{R_{0,h}} \right)^{-4.207} \left( \frac{R^2 + z^2/q_h^2}{R_{0,h}^2} \right), \quad (2.7)$$

где центральная плотность балджа  $\rho_{0,b} = 0.7561 \text{ M}_\odot/\text{пк}^3$ , характерный радиус балджа  $R_{0,b} = 1 \text{ кпк}$ , радиус обрезания балджа  $R_{t,b} = 1.9 \text{ кпк}$ , эллиптичность балджа  $q_b = 0.6$ , центральная плотность гало  $\rho_{0,h} = 1.263 \text{ M}_\odot/\text{пк}^3$ , его характерный радиус  $R_{0,h} = 1.09 \text{ кпк}$  и эллиптичность  $q_h = 0.8$ .

Плотность вещества в окрестности Солнца для DB модели и галактоцентрического расстояния  $R_{GC} = 8 \text{ кпк}$  составляет  $\rho_{total,solar}^{DB} \simeq 0.083 \text{ M}_\odot/\text{пк}^3$ .

Функцию пространственного распределения компактных галактических источников в DB модели можно записать следующим образом:

$$f_i(R, z) = \frac{\rho_i^{DB}(R, z)}{\rho_{total,solar}^{DB}}, \quad (2.8)$$

где  $i = d, b, h$  обозначают разные компоненты Галактики.

‘Классическая’ модель Баккала-Сонейры (BS модель) из работ Баккалл, Сонейра (1980) и Баккалл (1986) состоит из экспоненциального диска, балджа, сфероида и гало. Соответствующие выражения для плотности распределения галактических компонент приведены ниже

$$\rho_d^{BS}(R, z) = \rho_{\odot,d}^{BS} \exp \left( \frac{R_{GC} - R}{3.5} - \frac{|z|}{0.125} \right), \quad (2.9)$$

$$\rho_b^{BS}(R, z) = \rho_{0,b}^{BS} \left( \frac{\sqrt{R^2 + z^2}}{1} \right)^{-1.8} \exp \left[ -\left( \frac{\sqrt{R^2 + z^2}}{1} \right)^3 \right] \quad (2.10)$$

$$\rho_{sph}^{BS}(R, z) = \rho_{0,sph}^{BS} \frac{\exp \left[ -b \left( \frac{\sqrt{R^2 + z^2}}{2.8} \right)^{1/4} \right]}{\left( \frac{\sqrt{R^2 + z^2}}{2.8} \right)^{7/8}} \quad (2.11)$$

$$\rho_h^{BS}(R, z) = \rho_{\odot,h}^{BS} \frac{a^2 + R_{GC}^2}{a^2 + R^2 + z^2}, \quad (2.12)$$

где центральная плотность балджа  $\rho_{0,b}^{BS} = 1.43 \text{ M}_\odot/\text{пк}^3$ , центральная плотность сфероида  $\rho_{0,sph}^{BS} = 1/500 \rho_{0,d}^{BS} \simeq 0.00079 \text{ M}_\odot/\text{пк}^3$ , плотность диска в окрестности Солнца  $\rho_{\odot,d}^{BS} = 0.04 \text{ M}_\odot/\text{пк}^3$ , плотность гало в окрестности Солнца  $\rho_{\odot,h}^{BS} = 0.01 \text{ M}_\odot/\text{пк}^3$  и параметр  $b = 7.669$ . Считается, что радиус ядра гало  $a$  находится в



диапазоне от  $\approx 2$  до 8 кпк. Мы используем в наших вычислениях значение  $a = 2$  кпк.

Как и в модели DB функция пространственного распределения компактных галактических источников в BS модели имеет следующий вид:

$$f_i(R, z) = \frac{\rho_i^{BS}(R, z)}{\rho_{total, solar}^{BS}}, \quad (2.13)$$

где  $i = d, b, sph, h$ , как и раньше, обозначают разные компоненты Галактики. Для BS модели  $\rho_{total, solar}^{BS} \simeq 0.05 M_{\odot}/^3$  (Баккалл, Сонейра, 1980).

## Заключение к первой части

В первой части диссертации рассмотрено влияние случайных неоднородностей гравитационного поля Галактики на видимое положение внегалактических источников на небесной сфере и возможность его обнаружения. Эти локальные неоднородности вызваны движением как видимых звезд Галактики, так и других невидимых компактных объектов, включая многочисленную популяцию коричневых карликов. Для описания отклонения светового луча в гравитационном поле случайно движущихся точечных масс в зависимости от положения источника (координат) на небесной сфере были использованы основные статистические характеристики случайного процесса, такие как моменты первого порядка, автокорреляционная функция и спектральная плотность мощности.

В результате построены двумерные карты распределения среднего квадратичного отклонения угла смещения положения далеких источников, включая реперные (опорные) источники международной небесной системы отсчета (ICRF), относительно их истинного положения. Для разных моделей распределения плотности вещества в Галактике показано, что в направлении на Галактический Центр среднее квадратичное отклонение может достигать нескольких десятков микросекунд дуги, уменьшаясь до 4-6 микросекунд дуги на высоких галактических широтах.

С помощью вычисленной автокорреляционной функции, которая определяет условное среднее квадратичное отклонение (дрожание) за любой промежуток времени между наблюдениями до 100 лет включительно, установлено, что величина эффекта, равная 2,5 мкс дуги, достигается в течение десяти лет для источников на высоких галактических широтах и в пределах нескольких месяцев для источников в направлении центральной части Галактики. Полученные результаты могут быть использованы для оценки физических верхних пределов точности астрометрических измерений в зависимости от времени. При этом важно отметить, что в то время, как дрожание отдельно взятого опорного источника может достигать десятков мкс дуги за более короткое время по сравнению со временем наблюдения, использование нескольких опорных источников уменьшит ошибку относительной астрометрии.

Показано, что исследованный эффект не оказывает влияния на наблюдения событий фотометрического микролинзирования для всех направлений на небесной сфере за исключением внутренней части Галактики, поскольку время на пересечения радиуса Эйнштейна-Хвольсона намного меньше характерного времени дрожания.

Проведено моделирование эксперимента и на основании его результатов разработана стратегия проведения наблюдений. Предложено проводить долговременные измерения углового расстояния между тесными парами внегалактических источников в “целевой” и “контрольной” выборках с помощью высокоточных радиоинтерферометрических наблюдений. Источники целевой группы расположены в направлении на центральную область Галактики, где ожидаемая величина эффекта максимальна, в то время как источники контрольной груп-

пы расположены на высоких галактических широтах, где ожидаемая величина эффекта минимальна. Минимизировать другие возможные эффекты, которые также способны оказывать влияние на точность измерения углового расстояния в парах источников, возможно при выполнении следующих условий: 1) источники должны быть выбраны с учетом того, чтобы угловое расстояние между ними в парах, было в пределах  $1-2^\circ$ , 2) наблюдения следует проводить на высоких частотах (22 ГГц и выше) и 3) по крайней мере на двух частотах одновременно.

В результате моделирования эксперимента показано, что на масштабах времени порядка 2х лет возможно обнаружить увеличение среднеквадратичного отклонения измеренных угловых расстояний в парах источников целевой выборки по сравнению с источниками контрольной выборки на уровне значимости  $3\sigma$ , если точность дифференциальных астрометрических наблюдений составит около 10 мкс дуги. При текущем уровне точности астрометрических измерений  $\sim 30$  мкс дуги, который достигнут на интерферометрах KVN и VERA, обладающих по сравнению с VLBI более короткими проекциями баз, результаты измерений целевой и контрольной выборок будут отличаться на уровне  $2\sigma$  на временной шкале порядка 10 лет. Чтобы на этом интервале времени достичь уровня значимости  $3\sigma$ , необходимо улучшить точность до  $\sim 20$  мкс дуги.

Часть II

Влияние неоднородностей  
Галактики на временную  
модуляцию излучения пульсаров

---

В первой части диссертации было рассмотрено коллективное влияние движущихся объектов Галактики (звезд, звездных остатков, коричневых карликов) на точность позиционирования далеких внегалактических источников, т.е. на изменение их наблюдаемого пространственного положения. Получены характерные величины этого влияния и определена точность измерений координат объектов, при достижении которой возникает необходимость его учета. Однако помимо влияния на пространственные характеристики источников электромагнитного излучения, движущиеся звезды Галактики наряду с другими компактными объектами могут вызывать временную модуляцию периодического излучения космических источников. Вторая часть диссертации посвящена рассмотрению такого влияния на радиопульсары – источники, для которых характерна строгая периодичность и высокая стабильность импульсного когерентного излучения. В следующей главе диссертации будет рассмотрен эффект коллективного влияния гравитационного поля движущихся звезд шаровых звездных скоплений на хронометрирование миллисекундных пульсаров, расположенных в этих скоплениях. Этот коллективный эффект приводит к возникновению низкочастотного шума хронометрирования пульсаров. В последующих главах второй части будут рассмотрены вероятности единичных событий близких к лучу зрения на пульсар пролетов звезд, расположенных как в шаровых скоплениях, так и в других областях Галактики, вызывающих долговременную модуляцию с амплитудой, которая может быть зарегистрирована на уровне точности современных временных измерений. В заключительной главе второй части будет проведен анализ долговременного хронометрирования пульсара B0525+21, на основании которого впервые показана возможность регистрации невидимых массивных объектов Галактики.

## Глава 3

# Стохастический эффект Шапиро в хронометрировании пульсаров в шаровых скоплениях

Электромагнитный импульс, испущенный пульсаром в шаровом звездном скоплении, распространяется не только через флуктуирующее гравитационное поле Галактики, как было показано в предыдущей части диссертации, но и через флуктуирующее гравитационное поле, создаваемое движущимися случайным образом звездами шарового скопления в некоторой окрестности луча зрения. При этом возникает так называемый стохастический эффект Шапиро, то есть случайный разброс интегрального времени прохождения радиосигнала пульсара до наблюдателя.

Эффектом Шапиро называется релятивистская временная задержка распространения электромагнитного сигнала в статичном, сферически-симметричном гравитационном поле точечной массы (Шапиро, 1964). Этот эффект был подтвержден наблюдениями при радиолокации Венеры и на сегодняшний день является одним из четырех классических тестов ОТО в Солнечной системе. Начиная с 90-х годов прошлого столетия для некоторых пульсаров, находящихся в двойных системах, был зарегистрирован эффект Шапиро, возникающий в результате распространения импульсов их излучения в искривленном пространстве-времени в непосредственной близости от компаньона (см., например, Рыба, Тейлор 1991; Каспи и др. 1994; Фрейер, Векс 2010). Регистрация этого эффекта позволяет для некоторых систем с хорошей точностью измерить массы пульсара и его компаньона, например, PSR J1614-2230 (Деморест и др., 2010) и PSR J1811-2405 (Нг и др., 2020).

В случае проведения высокоточного долговременного хронометрирования пульсаров, расположенных в шаровых звездных скоплениях, может быть обнаружен стохастический эффект Шапиро, проявляющийся в виде случайной модуляции наблюдаемой фазы вращения пульсара. Подобные случайные вариации могут быть обусловлены и другими внешними воздействиями. Например,

стохастическими гравитационными возмущениями скорости и ускорения пульсара, вызываемыми пролетами звезд шарового скопления в непосредственной близости к самому пульсару (Дзоши, Расио, 1997; Родин, 1999; Фрейер и др., 2017), а также случайными флуктуациями межзвездной среды (Смирнова, Шишов, 2001). В настоящей главе мы сконцентрируемся на изучении стохастического эффекта Шапиро в шаровых звездных скоплениях, поскольку ранее этот вопрос практически не исследовался. Будет проведен детальный расчет с последующим анализом спектральных характеристик шума хронометрирования пульсаров в шаровых скоплениях, вызываемого этим эффектом.

Важно отметить, что выделение инфракрасного шума в спектрах остаточных отклонений моментов прихода импульсов (МПИ) пульсаров, а также определение его амплитуды и спектрального индекса, в том числе возникающего из-за стохастического эффекта Шапиро, является одной из важнейших задач современного хронометрирования. Несмотря на то, что данная задача является весьма трудоёмкой, ее решение может дать исключительно содержательную информацию о физических процессах, происходящих как внутри нейтронных звезд (см., например, Латтимер, 2019; а также ссылки в этой работе), так и на пути распространения сигнала пульсара, а также помочь в обнаружении низкочастотных гравитационных волн (см., например, Тейлор и др., 2016; Перродин, Сесана, 2018; Рэнсом и др., 2019) и других, не менее интересных эффектов гравитационного происхождения.

Наиболее подходящими для решения указанной задачи являются миллисекундные пульсары, обладающие чрезвычайно высокой стабильностью собственного вращения и, как следствие, низким уровнем собственных «вращательных» шумов (Гуйно, Пети, 1991). Популяция миллисекундных пульсаров в шаровых звездных скоплениях является весьма представительной. На сегодняшний день известно 30 шаровых скоплений, в которых обнаружено 157 пульсаров<sup>1</sup>. Первый миллисекундный пульсар был зарегистрирован в 1987 году в ядре шарового скопления M28 (Лайн и др., 1987). После этого открытия начался систематический поиск пульсаров как в M28, так и в других шаровых звездных скоплениях. Рекордсменами по количеству обнаруженных в них пульсаров являются шаровые скопления Terzan 5 и 47 Tucanae (NGC 104), содержащие соответственно 38 и 25 пульсаров (см., например, Фрейер, 2013; Рэнсом и др., 2005; Каделано и др., 2018).

Амплитуда шума, вызываемого стохастическим эффектом Шапиро, существенно зависит от распределения радиальной плотности звезд внутри скопления, которое в большинстве случаев неизвестно и модельнозависимо. Из общих соображений можно ожидать, что амплитуда шума будет сопоставима с гравитационным радиусом типичного звездного скопления, то есть  $\sim 10$  мкс. Однако это значение может быть на порядок больше, так как шум от эффекта Шапиро обладает кумулятивным свойством и прямо пропорционален количеству звезд вблизи луча зрения на пульсар. В этом случае нет сомнений, что увеличение ам-

---

<sup>1</sup><http://www.naic.edu/~pfreire/GCpsr.html>

плитуды шума коррелирует с характерной временной шкалой его проявления.

Случайный процесс, обусловленный близкими к лучу зрения пролетами звезды, следует рассматривать как особый случай гравитационного линзирования. Применительно к микросекундной астрометрии внегалактических источников этот случай был рассмотрен в первой части диссертации (Ларченкова и др., 2017; 2020a). В настоящей главе вычисляются спектральные характеристики шума, вызываемого стохастическим эффектом Шапиро, применительно к хронометрированию пульсаров. Знание теоретического спектра мощности этого эффекта для пульсара, находящегося в шаровом скоплении, позволит в случае его непосредственного измерения, получить исключительно важную астрофизическую информацию о структуре ядра шарового скопления, недоступную другим наблюдательным методам, а также аналитически продолжить функцию масс звезд шаровых скоплений в сторону объектов малых масс, сравнимых с массой Юпитера. Наряду с событиями микролинзирования в шаровых скоплениях (см., например, Трифаленков и др., 1996; Йетзер и др., 1998; Захаров, Сажин, 1998), наблюдение стохастического эффекта Шапиро также позволит оценить массу невидимого вещества (например, слабоизлучающие белые карлики, нейтронные звезды), возможно концентрирующегося в окрестности ядер шаровых скоплений.

Развитию самосогласованного подхода к оценке стабильности параметров вращательного и орбитального движения пульсаров и моделей пульсарного шума посвящено значительное число работ (см., например, Грот, 1975; Кордес, 1980; Бертоtti и др., 1983; Блэндфорд и др., 1984; Тейлор, 1991; Копейкин, 1997a, 1997b, 1999; Илясов и др., 1998; Копейкин и Потапов 2004), решающих главные теоретические вопросы. Вместе с тем, основная практическая трудность в оценке стабильности пульсарной шкалы времени и параметров пульсарного шума заключается в необходимости проведения многолетних систематических наблюдений пульсаров с хорошей точностью определения и регистрации МПИ пульсара радиоприемной аппаратурой и службой времени радиотелескопа. Для исследования влияния низкочастотных шумов хронометрирования, имеющих спектральные индексы от 1 до 6, на поведение остаточных уклонений МПИ, а также для оценки дисперсии измеряемых параметров одиночных и двойных пульсаров используются статистические модели шума хронометрирования пульсаров, основанные на аппроксимации дробовыми шумами остаточных уклонений моментов прихода пульсарных радио импульсов. Для определения временной зависимости указанных величин предпочтительными оказываются методы обработки наблюдательных данных во временной области, которые являются более информативными по сравнению с методами обработки данных в частотной области. Это связано с тем, что в случае обработки данных во временной области учитываются как стационарная, так и нестационарная компоненты шума, тогда как адекватный анализ данных в частотной области и получение несмещенных оценок измеряемых параметров временного ряда возможен только в случае стационарного случайного процесса.

Следует отметить, что точность определения МПИ пульсаров в настоящее



время является очень высокой и приближается к значению  $\sim 50$  нс на интервале времени в несколько лет (Бейлес, 2003; Ословский и др., 2013). Поэтому необходима исключительно прецизионная модель обработки МПИ, которые подвержены влиянию многих причин, таких как орбитальное и вращательное движение Земли, собственное движение пульсара, величины гравитационного потенциала Солнечной системы и других гравитирующих объектов в точке наблюдения и вдоль траектории распространения импульса, пространственное распределение межпланетной и межзвездной среды. Алгоритм хронометрирования пульсаров, учитывающий вышеуказанные эффекты с точностью до 10 нс и подходящий для обработки наблюдений как одиночных, так и двойных пульсаров, был разработан в работах Дорошенко, Копейкина (1990, 1995) на основе релятивистской теории астрономических систем координат и шкал времени (Копейкин, 1988, 1989а,б; Брумберг, Копейкин, 1989, 1990). Данная теория была эффективно использована при создании пакета компьютерных программ TIMAPR (Дорошенко, 1997), предназначенных для обработки пульсарных данных (Ларченкова, Дорошенко, 1995; 1996). Аналогичная программа TEMPO была создана в Принстонском университете (Тейлор, Вайсберг, 1989), а несколько позднее появилась ее модифицированная версия (Хоббс и др. 2006). Обе программы широко используются отечественными и зарубежными учеными в радио обсерваториях мира (Лоример, 2001). В настоящее время разработана программа PINT, позволяющая обрабатывать данные хронометрирования пульсаров с точностью до 1 нс (Луо и др., 2020) и которая, наряду с другими программами используется для анализа многолетних данных хронометрирования пульсаров, полученных в ходе реализации программы NanoGrav (The North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves, МакЛоулин, 2013; Алам и др., 2021).

Стандартная процедура оценки параметров пульсаров на достаточно коротких интервалах времени основана на предположении, что в остаточных отклонениях МПИ доминирует белый шум. На сегодняшний день надежно установлено, что наблюдаемые остаточные отклонения пульсаров нельзя промоделировать обычными случайными блужданиями (см., например, Хоббс и др., 2010). В процессе длительного мониторинга практически у всех пульсаров обнаруживаются компоненты коррелированного инфракрасного шума астрофизического происхождения, спектр которого отличается от спектра белого шума (Кордес, Даунс, 1985; Далессандро и др., 1997; Лоример, 2001; Алам и др., 2021). Такой коррелированный шум называется «инфракрасным» шумом вследствие расходимости его спектра на нулевой частоте. Эта «инфракрасная катастрофа» заставляет пересмотреть обычные методы спектрального анализа и вынуждает исследователей прибегать к различного рода регуляризационным процедурам, позволяющим избежать бессмысленной расходимости при моделировании спектра шума (см, например, Копейкин, Потапов, 2004). Важно отметить, что в настоящее время для некоторых миллисекундных пульсаров удалось измерить параметры наблюдаемого красного шума. Например, в результате проведения долговременного (более 10 лет) высокоточного хронометрирования 47 миллисекундных пульсаров в рамках программы наблюдений NanoGrav у 14 пульсаров

зарегистрирован красный шум, для которого определена амплитуда на частоте, равной  $1 \text{ год}^{-1}$ , и наклон спектра мощности (Алам и др., 2021). Установлено, что шум хронометрирования пульсаров слабо коррелирует с его периодом, при этом наблюдается его сильная корреляция с производной частоты вращения пульсара (Хоббс и др., 2010).

Настоящая глава организована следующим образом. В разделе 3.1 будет кратко рассмотрена модель хронометрирования пульсара, процедура оценки его параметров в присутствии низкочастотного шума и введено понятие  $\sigma_z$  статистики, служащей количественной мерой нестабильности пульсара. В разделе 3.2 будет выписана формула кумулятивного эффекта Шапиро для пульсара, находящегося в шаровом скоплении, и выражение для  $\sigma_z$  статистики для случая, когда физически значимый шум обусловлен стохастическим эффектом Шапиро от случайных пролетов звезд вблизи луча зрения. В заключении будут рассмотрены результаты применения  $\sigma_z$  статистики для оценки спектра шума и обсуждены перспективы численного анализа этого эффекта.

### 3.1 Хронометрирование пульсаров, оценка их параметров и $\sigma_z$ -статистика

Пусть наблюдения начинаются в начальный момент времени  $t_0$ . Фаза вращения пульсара задается полиномом времени:

$$N(t) = \nu_p \mathfrak{S} + \frac{1}{2} \dot{\nu}_p \mathfrak{S}^2 + \frac{1}{6} \ddot{\nu}_p \mathfrak{S}^3 + \frac{1}{24} \ddot{\nu}_p \mathfrak{S}^4 + \nu_p \phi(\mathfrak{S}) + O(\mathfrak{S}^5), \quad (3.1)$$

где  $\mathfrak{S} = \mathfrak{S}(t)$  – момент излучения импульса в шкале собственного времени пульсара,  $t$  – время прихода импульса в шкале барицентрического времени Солнечной системы,  $\nu_p$ ,  $\dot{\nu}_p$ ,  $\ddot{\nu}_p$  и  $\ddot{\nu}_p$  – частота вращения пульсара и ее производные, взятые в момент времени  $\mathfrak{S} = 0$ ,  $\phi(\mathfrak{S})$  – собственный шум фазы вращения пульсара, частоты его вращения и ее производных по времени.

Следует отметить, что собственное время пульсара  $\mathfrak{S}$  не является непосредственно наблюдаемым. Измеряемой величиной является барицентрическое время  $t$ , связанное с собственным временем наблюдателя (атомным временем) посредством релятивистского преобразования. Связь между собственным временем пульсара  $\mathfrak{S}$  и барицентрическим временем  $t$  устанавливается путем решения уравнений световых геодезических, описывающих распространение радио импульса от пульсара к наблюдателю. Эта связь,  $\mathfrak{S} = \mathfrak{S}(t)$ , позволяет выразить наблюдаемую величину вращательной фазы пульсара  $N(t)$  как функцию барицентрического времени  $t$ :

$$N(t) = N_0 + \nu t + \frac{1}{2} \dot{\nu} t^2 + \frac{1}{6} \ddot{\nu} t^3 + \nu \varepsilon(t), \quad (3.2)$$

где  $N_0$  – начальная фаза вращения пульсара,  $\nu$ ,  $\dot{\nu}$  и  $\ddot{\nu}$  – барицентрические частота вращения пульсара и ее производные в начальную эпоху наблюдений  $T$ ,  $\varepsilon(t)$  – суммарный, физически значимый аддитивный шум вращательной фазы

пульсара, одним из компонентов которого является собственный шум пульсара  $\phi(t)$ . Подчеркнем, что шум  $\varepsilon(t)$  порождается как внешними, так и внутренними причинами. Под внешними причинами подразумеваются все причины, которые влияют на распространение радиоимпульса пульсара случайным образом. Сюда относится и шум от пролетов звезд шарового скопления вблизи луча зрения, который будет подробно рассмотрен в следующих разделах этой главы. Внутренние причины пульсарного шума связаны с механизмом его собственного вращения и здесь не рассматриваются. Достаточно полный обзор причин неустойчивости собственного вращения пульсара можно найти в работе Лайн, Грехэм-Смит (2005).

Остаточными отклонениями моментов прихода импульсов,  $r(t)$ , называется деленная на вращательную частоту пульсара  $\nu$  разница между наблюдаемым значением фазы вращения пульсара  $N_{obs}$  и ее теоретическим значением  $N(t, \theta)$ , предсказанным на основе модели хронометрирования, задаваемой уравнением (3.2):

$$r(t, \theta) = \frac{N_{obs} - N(t, \theta)}{\nu},$$

где  $\theta = \{\theta_a, a = 1, 2, \dots, k\}$  обозначает набор  $k$  измеряемых параметров (например, в модели, представленной уравнением (3.2),  $k = 4$ ).

Введем величины  $\beta_a \equiv \theta_a^* - \hat{\theta}_a$ , которые являются поправками к неизвестным истинным значениям параметров  $\hat{\theta}_a$ , и функции аппроксимации модели хронометрирования

$$\psi_a(t) = \left[ \frac{\partial N}{\partial \theta_a} \right]_{\theta=\theta^*},$$

где  $\theta_a^*$  – оценки параметров, полученные методом наименьших квадратов (Копейкин, 1999). Параметры и функции аппроксимации модели хронометрирования (3.2) приведены в таблице 3.1.

Предполагая, что измеряются  $m$  равно отстоящих и сравнимых по точности моментов прихода для полных  $N$  оборотов пульсара вокруг своей оси, имеем  $mN$  остаточных отклонений:  $r_i \equiv r(t_i)$ , где  $i = 1, 2, \dots, mN$ . Методом наименьших квадратов получают значения параметров  $\beta_a(\tau)$  (Бард, 1974):

$$\beta_a(\tau) = \sum_{b=1}^4 \sum_{i=1}^{mN} L_{ab}^{-1} \psi_b(t_i) \varepsilon(t_i), \quad a = 1, 2, 3, 4,$$

где

$$L_{ab}(\tau) = \sum_{i=1}^{mN} \psi_a(t_i) \psi_b(t_i)$$

матрица информации,  $\tau$  – полное время наблюдений. Корреляционная матрица параметров определяется как  $M_{ab} \equiv \langle \beta_a \beta_b \rangle$ , где угловые скобки определяют усреднение по ансамблю.

Наиболее оптимальное описание поведения остаточных отклонений МПИ достигается с помощью, так называемой  $\sigma_z$ -статистики, которую определяют как

Таблица 3.1. Список основных функций и параметров, используемых при подгонке параметров в модели пульсарного хронометрирования, задаваемой уравнением (3.2). Таблица составлена диссертантом из работы Ларченкова, Копейкин (2006).

параметр	функция аппроксимации
$\beta_1 = \delta N_0/\nu$	$\psi_1(t) = 1$
$\beta_2 = \delta\nu/\nu$	$\psi_2(t) = t$
$\beta_3 = \delta\dot{\nu}/\nu$	$\psi_3(t) = t^2$
$\beta_4 = \delta\ddot{\nu}/\nu$	$\psi_4(t) = t^3$

взвешенное среднеквадратичное значение коэффициентов при кубических членах полинома времени, вписанного в наблюдаемую фазу пульсара, разделенную на отрезки, соответствующие одинаковым интервалам времени с продолжительностью  $\tau$  (Матсакис и др., 1997). Фактически это обобщенная дисперсия Аллана, которая традиционно используется для измерения стабильности часов.  $\sigma_z$ -статистика измеряет стабильность пульсара на разных временных шкалах. Согласно формальному определению (Матсакис и др., 1997)  $\sigma_z$ -статистика определяется как

$$\sigma_z(\tau) = \frac{\tau^2}{2\sqrt{5}} \sqrt{M_{44}},$$

где  $M_{44}$  диагональный элемент корреляционной матрицы  $M_{ab}$ . Этот диагональный элемент определяется следующим образом:

$$M_{44}(\tau) = \sum_{c=1}^4 \sum_{d=1}^4 L_{4c}^{-1} L_{4d}^{-1} \times \left[ \sum_{i=1}^{mN} \sum_{j=1}^{mN} \psi_c(t_i) \psi_d(t_i) \Re(t_i, t_j) \right] \quad (3.3)$$

где  $\Re(t_i, t_j) = \langle \varepsilon(t_i) \varepsilon(t_j) \rangle$  – автокорреляционная функция случайного процесса  $\varepsilon(t)$ . Как уже было отмечено в главе 1 в случае стационарного процесса автокорреляционная функция не зависит отдельно от моментов времени  $t_i$  и  $t_j$ , а только от их разности  $\tau$ :

$$\Re(t, \tau) = \langle \varepsilon(t + \tau) \varepsilon(t) \rangle \equiv \Re(\tau),$$

где  $t = t_j$ ,  $\tau = t_i - t_j$ .

## 3.2 Эффект Шапиро для пульсара в шаровом скоплении

Выражение для времени распространения электромагнитного сигнала между фиксированными точками  $(t_0, \vec{x}_0)$  и  $(t, \vec{x})$  в гравитационном поле произвольно движущегося тела (звезды) имеет следующий вид:

$$t - t_0 = |\vec{x} - \vec{x}_0| + \Delta(t, t_0),$$

где  $|\vec{x} - \vec{x}_0|$  – координатное расстояние в фоновом евклидовом пространстве между двумя точками  $\vec{x}_0$  и  $\vec{x}$ ; а  $\Delta(t, t_0)$  – релятивистская задержка времени, обусловленная гравитационным полем движущихся тел.

Для пульсара, находящегося в шаровом звездном скоплении, задержку Шапиро, вызванную гравитационным полем его движущихся звезд, можно записать следующим образом (Копейкин, Шефер, 1999):

$$\begin{aligned} \Delta(t, t_0) &= - \sum_{a=1}^N \frac{2GM_a}{c^3} \ln \frac{r_a - (\vec{k}_0 \vec{r}_a)}{r_{0a} - (\vec{k}_0 \vec{r}_{0a})}, \\ \vec{r}_a &= \vec{x}(t) - \vec{x}_a(s), \\ \vec{r}_{0a} &= \vec{x}_0(t_0) - \vec{x}_a(s_0), \end{aligned} \quad (3.4)$$

где мы пренебрегли пропорциональными скорости тел членами, входящими в амплитуду логарифмической функции, вследствие их малости. Координаты гравитирующих тел вычисляются в запаздывающие времена  $s$  и  $s_0$ , определяемые уравнениями изотропных характеристик гравитационного поля:

$$\begin{aligned} t &= s + |\vec{x}(t) - \vec{x}_a(s)|, \\ t_0 &= s_0 + |\vec{x}_0(t_0) - \vec{x}_a(s_0)|. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Здесь  $t_0$  – время испускания фотона,  $\vec{x}$  определяет положение наблюдателя относительно барицентра шарового скопления (БШС) в момент наблюдения радиоимпульса пульсара,  $\vec{x}_a$  определяет положение  $a$ -той звезды относительно БШС,  $\vec{x}_0$  определяет положение пульсара относительно БШС в момент излучения радиоимпульса, единичный вектор  $\vec{k}_0$  задает направление прямолинейного, невозмущенного гравитационным полем движения радиоимпульса от пульсара к наблюдателю и определяется следующим выражением:

$$\vec{k}_0 = \frac{\vec{x} - \vec{x}_0(t_0)}{|\vec{x} - \vec{x}_0(t_0)|}.$$

Разложим величины  $r_a$ ,  $\vec{r}_a$  и  $\vec{k}_0$  в ряд Тейлора по степеням  $x_a/R \ll 1$ , где  $R = |\vec{x}(t)|$  – расстояние от наблюдателя до БШС, намного превышающее размер шарового скопления. Тогда

$$\begin{aligned} \vec{k}_0 &= \vec{K} - \vec{K} \times (\vec{\xi} \times \vec{K}) + O(\xi^2), \\ \vec{r}_a &= R - R(\vec{K} \vec{\xi}_a) + \frac{1}{2} R(\vec{\xi}_a \times \vec{K})^2 + O(\xi_a^3), \end{aligned}$$

где  $\vec{K} = \vec{x}(t)/|\vec{x}(t)|$  – единичный вектор,  $\vec{\xi} = \frac{\vec{x}_0(t_0)}{|\vec{x}(t)|}$  и  $\vec{\xi}_a = \frac{\vec{x}_a(s)}{|\vec{x}(t)|}$ .

Пусть, как и раньше,  $T$  – фиксированный момент начала наблюдений. Разложим  $\vec{x}(t)$  и  $\vec{x}_a(s)$  в ряд Тейлора по степеням  $(t-T)$  при условии выполнения следующих условий:  $|\vec{x}(T)| \gg |\vec{v}(T)(t-T)| \gg |\vec{v}(T)(t-T)^2|$ . Тогда, оставляя только

линейные по скоростям члены и используя следующие обозначения  $R_0 = |\vec{x}(T)|$ ,  $\vec{K}_0 = \vec{R}_0/R_0$  – единичный вектор,  $\vec{v}$  – скорость наблюдателя,  $\vec{v}_a$  – скорость -той звезды,  $\vec{v}_0$  – скорость пульсара, получим:

$$\begin{aligned} \vec{x}(t) &= \vec{x}(T) + \vec{v}(T)(t - T) + \dots, \\ \vec{x}_a(s) &= \vec{x}_a(S) + \vec{v}_a(s - S) + \dots, \\ R &= R_0 + (\vec{K}_0 \vec{v}(T))(t - T) + \dots, \\ \vec{K} &= \vec{K}_0 + \left[ \frac{\vec{v}(T) - \vec{K}_0(\vec{K}_0 \vec{v}(T))}{R_0} \right] (t - T) + \dots, \end{aligned}$$

где  $S$  – время запаздывания, связанное с временем начала наблюдений  $T$  посредством уравнений гравитационного конуса (3.6).

Используя уравнения (3.6), после некоторых алгебраических преобразований получаем следующее выражение для числителя дроби, стоящей в аргументе логарифма в формуле (3.4):

$$\vec{r}_a - (\vec{k} \vec{r}_a) = 1 + 2 \frac{\vec{d}_a \vec{v}_a(S)}{\vec{d}_a \vec{x}_a(S)} (t - T) + \dots,$$

где  $\vec{d}_a = (\vec{K}_0 \times \frac{\vec{x}_a}{R_0}) \times \vec{K}_0$  – прицельный параметр траектории движения радиоимпульса по отношению к барицентру шарового скопления.

Действуя далее аналогичным образом, мы раскладываем в ряд Тэйлора величины  $\vec{r}_{0a}$  и  $r_{0a}$ , оставляя только линейные по скоростям члены, и после несложных преобразований получаем выражение для знаменателя дроби, стоящей в аргументе логарифма в формуле (3.4). И, наконец, после приведения всех членов к единому времени  $T_0$ , которое определяет время излучения импульса пульсара, соответствующее началу наблюдений  $T$ , имеем окончательное выражение для исследуемого случайного процесса, обусловленного релятивистским эффектом запаздывания во времени распространения радиоимпульса в переменном гравитационном поле движущихся звезд шарового скопления:

$$\begin{aligned} \tilde{\varepsilon}(t) &\equiv \Delta(t, t_0) - \Delta(T, T_0) \quad (3.6) \\ &= \sum_{a=1}^N \frac{2GM_a}{c^3} \left[ \ln \left\{ 1 + 2(t - T) \frac{\vec{d}_a(T_0) \vec{v}_a(T_0)}{\vec{d}_a(T_0) \vec{x}_a(T_0)} \right\} - \ln \left\{ 1 + \frac{(-\vec{q} - \vec{K}_0) \vec{V}_{0a}(T_0)}{Q_{0a} + \vec{K}_0 \vec{Q}_{0a}} (t - T) \right\} \right], \end{aligned}$$

где  $\vec{V}_{0a} = \vec{v}_0(T_0) - \vec{v}_a(T_0)$ ,  $\vec{Q}_{0a} = \vec{x}_a(T_0) - \vec{x}_0(T_0)$ ,  $Q_{0a} = (\vec{Q}_{0a} \vec{Q}_{0a})^{1/2}$ ,  $\vec{q} = \vec{Q}_{0a}/Q_{0a}$  – единичный вектор.

### 3.2.1 Автокорреляционная функция эффекта Шапиро

Перейдем к новой модели случайного процесса  $\varepsilon(t)$ , определяемого формулой:

$$\varepsilon(t) = \tilde{\varepsilon}(t) - \langle \tilde{\varepsilon}(t) \rangle,$$

где угловые скобки определяют среднее по статистическому ансамблю, и мы полагаем, что среднее значение  $\langle \varepsilon(t) \rangle = 0$ . Тогда автокорреляционную функцию, входящую в выражение (3.3), можно записать следующим образом:

$$\mathfrak{R}(t, \tau) = \int dm_a d\vec{x}_a d\vec{v}_a f(m_a, \vec{x}_a, \vec{v}_a) \varepsilon(t, m_a, \vec{x}_a, \vec{v}_a) \varepsilon(t + \tau, m_a, \vec{x}_a, \vec{v}_a), \quad (3.7)$$

где как и в главе 1 предполагается, что статистический ансамбль звезд определяется некоррелированными параметрами, так что функция распределения может быть аппроксимирована произведением трех, статистически независимых функций распределения:

$$f(m_a, \vec{x}_a, \vec{v}_a) = A f(m_a) f(\vec{x}_a) f(\vec{v}_a),$$

где нормировочный числовой коэффициент  $A$  находим из условия (1.5).

Предполагается, что пределы интегрирования в выражении (3.7) известны (смотри ниже) и задают диапазон изменения параметров статистического ансамбля.

Для того, чтобы получить наклон спектра мощности исследуемого нами шумового процесса и поведение  $\sigma_z$  статистики, необходимо провести вычисление интеграла в формуле (3.7). Как показывает анализ, аналитическое вычисление интеграла в общем виде невозможно и необходимо численное моделирование исследуемого эффекта. Исследуемый случайный процесс может быть разделен на долговременную и короткопериодическую части. Долговременная часть процесса соответствует случаю, когда прицельные параметры траектории импульса пульсара являются достаточно большими для звезд скопления, т.е. много больше характерной величины радиуса Эйнштейна-Хвольсона (см. выражение (1.11) в первой части диссертации). Короткопериодическая часть процесса – случай малых значений прицельного параметра. Близкие к лучу зрения пролеты звезд являются редкими событиями. Вероятность таких событий будет рассмотрена в следующей главе диссертации. Аналитическую оценку случайного процесса, обусловленного эффектом Шапиро, можно получить, если ограничиться рассмотрением пролетов звезд далеко от луча зрения на пульсар.

### 3.2.2 Аналитическое описание случая больших прицельных параметров

Сделаем упрощающее предположение о том, что распределение звезд шарового скопления в пространстве, по скоростям и по массам некоррелировано. Это существенно упрощает вид функции распределения в формуле (3.7):

$$f(m_a, \vec{x}_a, \vec{v}_a, m_b, \vec{x}_b, \vec{v}_b) = \delta(m_a - m_b) \delta(\vec{x}_a - \vec{x}_b) \delta(\vec{v}_a - \vec{v}_b) f(m_a, \vec{x}_a, \vec{v}_a), \quad (a \neq b) \quad (3.8)$$

где  $\delta(y)$  – дельта-функция Дирака. Предположение о больших значениях прицельного параметра траектории импульса пульсара относительно звезд шарового скопления позволяет разложить выражение для изучаемого случайного

процесса (3.7) в ряд Тейлора по степеням  $(t - T)$  в виде:

$$\tilde{\varepsilon}(t) = \alpha(t - T) + \beta(t - T)^2 + \gamma(t - T)^3 + \dots, \quad (3.9)$$

где  $T$  – начальная эпоха наблюдений, а коэффициенты  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  определяются выражениями:

$$\begin{aligned} \alpha &= \sum_{a=1}^N \frac{2GM_a}{c^3} \left[ \frac{2\vec{d}_a\vec{v}_a}{\vec{d}_a\vec{x}_a} - \frac{(-\vec{q} - \vec{K}_0)\vec{V}_{0a}}{Q_{0a} + \vec{K}_0\vec{Q}_{0a}} \right], \\ \beta &= \sum_{a=1}^N \frac{2GM_a}{c^3} \frac{1}{2} \times \left\{ \left[ \frac{(-\vec{q} - \vec{K}_0)\vec{V}_{0a}}{Q_{0a} + \vec{K}_0\vec{Q}_{0a}} \right]^2 - \left( \frac{2\vec{d}_a\vec{v}_a}{\vec{d}_a\vec{x}_a} \right)^2 \right\}, \\ \gamma &= \sum_{a=1}^N \frac{2GM_a}{c^3} \frac{1}{3} \times \left\{ \left( \frac{2\vec{d}_a\vec{v}_a}{\vec{d}_a\vec{x}_a} \right)^3 - \left[ \frac{(-\vec{q} - \vec{K}_0)\vec{V}_{0a}}{Q_{0a} + \vec{K}_0\vec{Q}_{0a}} \right]^3 \right\}. \end{aligned}$$

В дальнейшем достаточно ограничиться рассмотрением только первого члена разложения (3.9) линейного по времени  $(t - T)$ . Запишем для него автокорреляционную функцию с учетом выражений (3.7) и (3.8):

$$\begin{aligned} \Re(t_1, t_2) &= \int dmd\vec{x}d\vec{v}\alpha^2(m, \vec{x}, \vec{v}) \times f(m, \vec{x}, \vec{v})(t_1 - T)(t_2 - T) = \\ &\int dmd\vec{x}d\vec{v}\alpha^2(m, \vec{x}, \vec{v})f(m, \vec{x}, \vec{v}) \times [t_1t_2 - T(t_1 + t_2) + T^2]. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Введем обозначение  $t_+ = (t_1 + t_2)$ , где моменты наблюдений  $t_1$  и  $t_2$  связаны следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} t_1 &= t \\ t_2 &= t_1 \pm \tau. \end{aligned}$$

Тогда автокорреляционная функция (3.11) может быть представлена в следующем виде:

$$\Re(t_+, \tau) = \int dmd\vec{x}d\vec{v}\alpha^2(m, \vec{x}, \vec{v})f(m, \vec{x}, \vec{v}) \times \left( t_+^2 - \frac{\tau^2}{4} - 2t_+T + T^2 \right). \quad (3.11)$$

В этой формуле члены, пропорциональные произведению  $t_+^2$ ,  $t_+T$ ,  $T^2$  представляют собой нестационарную часть шума. При этом члены, пропорциональные  $t_+$ , вносят вклад только в начальную вращательную фазу пульсара, а величины  $t_+^2$ ,  $t_+T$ ,  $T^2$  равны произведениям функций аппроксимации. Согласно теореме, доказанной в работе (Копейкин, 1999), такие произведения функций аппроксимации в структуре автокорреляционной функции не дают вклада в



остаточные уклонения МПИ, которые зависят только от стационарной части шума.

Таким образом, вклад в остаточные уклонения МПИ вносит только стационарная компонента  $\frac{\tau^2}{4}$  в уравнении (3.11). По этой причине случайный процесс, обусловленный регулярной частью эффекта Шапиро для пульсаров в шаровых скоплениях, будет проявляться, главным образом, как шум частоты вращения пульсара.

### 3.2.3 Численная модель пульсарного шума, производимого эффектом Шапиро

Как было отмечено выше, знание автокорреляционной функции (3.7) позволяет получить наклон спектра мощности шумового процесса и поведение  $\sigma_z$  статистики. Вычисление многомерного интеграла (3.7) было выполнено с помощью численных методов для пределов интегрирования, характерных для шарового звездного скопления, а именно:  $m_a = [0.1M_\odot - 10M_\odot]$ ,  $|\vec{v}_a| = [0 - 4\sigma]$  и  $|\vec{x}_a| = [0 - r_t]$ , где  $\sigma$  – дисперсия скоростей звезд скопления,  $r_t$  – приливный радиус скопления,  $M_\odot$  – масса Солнца.

Шаровое скопление характеризуют две величины: радиус ядра скопления  $r_c$ , который определяется как расстояние, на котором поверхностная яркость составляет половину своего центрального значения, и приливный радиус  $r_t$ . Последний определяется по формуле  $r_t^3 = \frac{M_c}{2M_G} D_{GC}^3$ , где  $M_G$  – масса Галактики,  $M_c$  – масса скопления,  $D_{GC}$  – расстояние от центра скопления до центра Галактики.

Для качественных оценок в качестве функции распределения звезд шарового скопления по массам используем относительно простую функцию Салпитера  $f(m_a) \sim m_a^{-2.35}$ . В дальнейших главах второй части будет использована более точная функция масс из работы Шабрие (2003). Рассмотрим две модели распределения плотности шарового скопления: модель изотермической сферы с ядром и модель Кинга (Кинг, 1966). В сферических координатах функция распределения плотности для модели изотермической сферы с ядром имеет следующий вид (Спитцер, 1990):

$$f(r_a) = \frac{\rho_0 r_c^2}{r_c^2 + r_a^2}, \quad (3.12)$$

где  $\rho_0$  – плотность ядра шарового скопления. Функция распределения скоростей в модели изотермической сферы имеет максвелловский профиль

$$f(v_a) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left[-\frac{v_{ax}^2 + v_{ay}^2 + v_{az}^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (3.13)$$

Именно распределение Максвелла характерно для прорелаксировавших систем, которыми являются шаровые скопления в нашей Галактике.

Однако модель изотермической сферы не лишена недостатков, основным из которых является предположение о её бесконечном радиусе в геометрическом

пространстве и пространстве скоростей, не являющееся физически обоснованным. Указанный недостаток можно устранить посредством «обрезания» аргумента функции распределения скоростей (3.13) величиной характерной скорости убегания звезд  $v_e$ . Это позволяет сделать изотермическую сферу конечной в пространстве скоростей и при этом сохранить изотропное максвелловское распределение. Из физических соображений в области значений скоростей  $v_a > v_e$  функция распределения  $f(v_a)$  должна быть близка к нулю и может быть аппроксимирована усеченной функцией Максвелла:

$$f(v_a) = \frac{e^{-v_a^2/\sigma^2} - e^{-v_e^2/\sigma^2}}{1 - e^{-v_e^2/\sigma^2}},$$

где нормировка выбрана таковым образом, чтобы при  $v_a = 0$   $f(v_a) = 1$ . Модели скоплений звезд, основанные на усеченном максвелловском распределении, были рассчитаны Кингом (Кинг, 1966) и называются моделями Кинга. Распределение плотности в модели Кинга также ограничено в пространстве приливным радиусом  $r_t$  и определяется следующим образом (Кинг, 1966)

$$f(r_a) = \rho_0 \frac{(1 + \Gamma^2) \arccos \sqrt{\frac{1+(r_a/r_c)^2}{1+\Gamma^2}} - \sqrt{\Gamma^2 - (r_a/r_c)^2} \sqrt{1 + (r_a/r_c)^2}}{[1 + (r_a/r_c)^2]^{3/2} \left[ (1 + \Gamma^2) \arccos \sqrt{\frac{1}{1+\Gamma^2}} - \Gamma \right]}, \quad (3.14)$$

где  $\Gamma \equiv r_t/r_c$ .

Численная модель для двух выражений распределения плотности (3.12,3.14) была применена для хорошо изученного шарового звездного скопления 47 Тисапае с большим количеством обнаруженных пульсаров. Это скопление имеет следующие параметры:  $r_c = 0.52$  пк,  $\rho_0 = 6 \times 10^4 M_\odot/\text{пк}^3$ ,  $r_t = 60.3$  пк и  $\sigma = 11$  км с<sup>-1</sup> (см. также таблицу 5.1); расстояние от наблюдателя до центра скопления составляет  $D_c = 4.1$  кпк (Харрис, 1996).

Из выражения для задержки Шапиро (3.4), обусловленной гравитационным полем движущихся звезд скопления, следует, что звезда, лежащая на луче зрения, вызывает бесконечно большую временную задержку сигнала. В случае численного моделирования это приводит к необходимости в направлении единичного вектора  $\vec{k}_0$  вырезать цилиндр некоторого размера,  $r_{cl}$ . Для случая, когда значения прицельного параметра превышают характерный радиус Эйнштейна-Хвольсона для звезд шарового скопления, вырезался цилиндр с радиусом  $\sim 1$  а.е., что соответствует исключению из рассмотрения массы скопления  $\sim 10^{-4} M_\odot$ .

Относительная точность вычисления интеграла составила 0.9% для модели Кинга и 1% для изотермической сферы с ядром. Графики автокорреляционной функции для модели Кинга и модели изотермической сферы с пульсаром, находящимся в центре скопления, для случая прицельных параметров, превышающих характерное значение радиуса Эйнштейна-Хвольсона, приведены на рис. 3.1.

Анализ графиков автокорреляционной функции показывает, что она хорошо аппроксимируется полиномом второй степени как для модели Кинга, так и

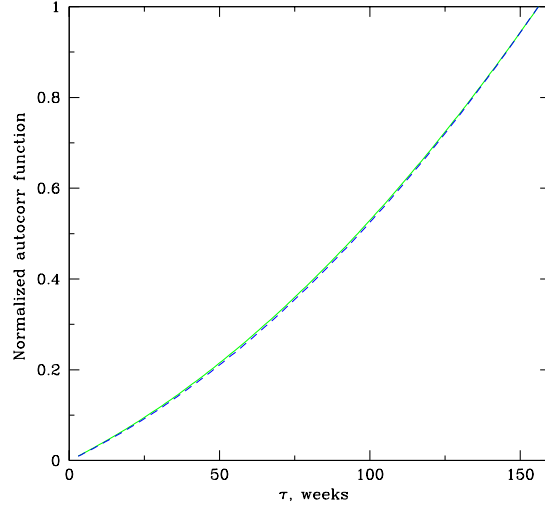


Рис. 3.1. Нормированная автокорреляционная функция стохастического эффекта Шапиро для модели Кинга (сплошная зеленая линия) и изотермической сферы (синяя пунктирная линия) с пульсаром в центре звездного скопления для времени наблюдения 3 года. Результат диссертанта из работы Ларченкова, Копейкин (2006).

для модели изотермической сферы. Как и следовало ожидать, полученный численный результат совпадает с аналитическим предсказанием, выполненным в предыдущем разделе и является подтверждением правильности численной модели интегрирования.

Отметим, что стохастический процесс может быть описан как во временной области значением некоей величины  $h(t)$ , зависящей от времени, так и в частотной области значением амплитуды процесса  $H(\omega)$  как функции фурье-частоты  $\omega$ . Эти две величины связаны между собой уравнениями преобразования Фурье:

$$\begin{aligned} H(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} h(t)e^{-i\omega t} dt \\ h(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega)e^{i\omega t} d\omega \end{aligned} \quad (3.15)$$

Согласно теореме Парсеваля

$$\int_{-\infty}^{\infty} |h(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |H(\omega)|^2 d\omega.$$

Если функция  $h(t)$  является действительной, то можно определить одностороннюю спектральную плотность мощности следующим образом:

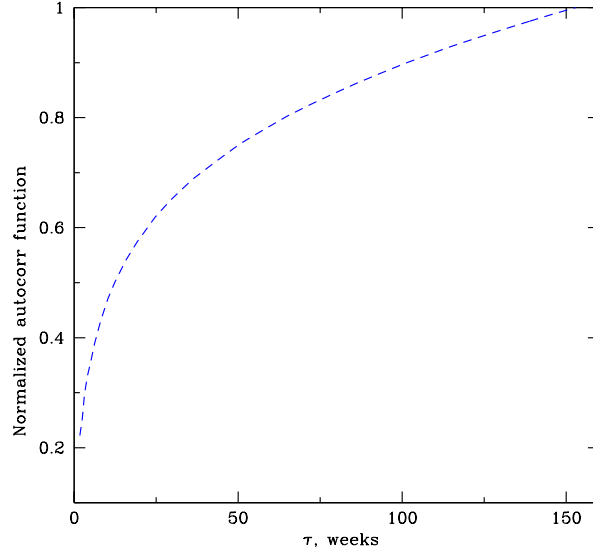


Рис. 3.2. Нормированная автокорреляционная функция стохастического эффекта Шапиро для случая прицельных параметров, меньших 1 а.е., в модели изотермической сферы и пульсара, расположенного в центре шарового скопления для времени наблюдения 3 года. Результат диссертанта из работы Ларченкова, Копейкин (2006).

$$PSD(\omega) = 2|H(\omega)|^2.$$

Для исследуемого шумового процесса численное определение спектральной мощности  $PSD(\omega)$  и наклона спектра  $n$  производилось нами с помощью быстрого преобразования Фурье (FFT), алгоритм которого хорошо разработан (Эллиот, Рао, 1982). Вычисления показали, что наклон спектра мощности  $n = -(1.78 \pm 0.04)$  для модели Кинга и  $n = -(1.76 \pm 0.04)$  для модели изотермической сферы совпадают между собой в пределах ошибок вычисления.

Случайный процесс, обусловленный пролетами звезд с малыми значениями прицельного параметра, сравнимыми с радиусом Эйнштейна – Хвольсона, следует рассматривать как частный случай гравитационного линзирования. В приложении к микросекундной астрометрии данный случай был рассмотрен в работах Сажин и др. (1998, 2001). В случае такого близкого к лучу зрения пролета звезды могут наблюдаться эффекты фотометрического и астрометрического микролинзирования, приводящие к кратковременному наблюдаемому усилению потока излучения пульсара и смещению его положения.

Автокорреляционная функция шума, вызываемого эффектом Шапиро, для случая малых прицельных параметров и модели изотермической сферы для 5 лет наблюдений показана на рис. 3.2. Полученные временные зависимости автокорреляционной функции не аппроксимируются полиномом времени второго

порядка, как в случае больших значений прицельного параметра. Это связано с коротковременным характером действия гравитационного поля на радиоимпульс, вызываемого близкими пролетами звезд вблизи луча зрения. Автокорреляционная функция на рис. 3.2 носит логарифмический характер и, по всей видимости, может быть интерпретирована как фликер-шум (Копейкин, 1997b, 1999). Спектральный индекс  $n$ , пульсарного шума для случая малых значений прицельных параметров оказался равным  $n = -(1.55 \pm 0.03)$ .

### 3.3 Заключение

Наблюдаемая модуляция фазы вращения пульсара, расположенного в шаровом звездном скоплении, может быть обусловлена флуктуациями релятивистского запаздывания времени распространения его сигнала вследствие изменения гравитационного поля из-за движения звезд шарового скопления. Влияние низкочастотного шума хронометрирования, вызываемого таким процессом, может быть исследовано путем точного определения поведения остаточных отклонений моментов прихода импульсов во временной и/или частотной области. В настоящей главе получено аналитическое выражение для задержки Шапиро радио-импульса пульсара, находящегося в шаровом скоплении с учетом малых абберрационных поправок порядка  $(v/c)$ , где  $v$  – характерная скорость движения звезд в скоплении и  $c$  – скорость света.

В предположении некоррелированности взаимодействия звезд скопления для случая больших значений прицельного параметра с помощью аналитического описания показано, что случайный процесс, обусловленный стохастическим эффектом Шапиро, проявляется, главным образом, как шум частоты вращения пульсара. Вклад в остаточные отклонения МПИ вносит только стационарная компонента автокорреляционной функции, пропорциональная  $\tau^2$ .

Проведенный на примере шарового звездного скопления 47 Тисапае численный анализ показал, что автокорреляционная функция шума, вызываемого эффектом Шапиро, обусловленного гравитационным полем движущихся звезд шарового скопления, аппроксимируется полиномом второй степени по времени как для модели изотермической сферы, так и для модели Кинга в случае больших значений прицельных параметров по сравнению с характерным радиусом Эйнштейна-Хвольсона. Наклон спектра мощности принимает значение  $n \approx -1.8$  и слабо зависит от модели распределения плотности шарового звездного скопления.

В случае малых значений прицельных параметров функциональная зависимость автокорреляционной функции стохастического эффекта Шапиро от времени близка к логарифмической, а наклон спектра мощности составляет  $n \approx -1.5$ . Это связано с кратковременным характером воздействия гравитационного поля звезды на импульс пульсара, который в наблюдениях может быть интерпретирован как фликер-шум. Важно отметить, что такие близкие пролеты звезд к лучу зрения являются редкими событиями, которые могут быть

зарегистрированы как события гравитационного микролинзирования.

При анализе остаточных уклонений МПИ миллисекундных пульсаров, расположенных в массивных шаровых звездных скоплениях, обнаружение низкочастотного шума частоты вращения пульсара со спектральным индексом  $(-1.8-2)$  можно интерпретировать как проявление стохастического эффекта Шапиро, вызываемого движущимися вблизи луча зрения объектами шарового скопления (звездами, звездными остатками, коричневыми карликами). Последующий анализ амплитуды зарегистрированного шума позволит получить важную информацию о структуре ядра шаровых скоплений, оценить массу невидимого вещества, возможно концентрирующегося в окрестности ядра.

На сегодняшний день для полутора десятков миллисекундных пульсаров измерены спектральные параметры низкочастотного шума хронометрирования на масштабе  $\sim 10$  лет наблюдений. При этом значения наклона спектра мощности шумового процесса находятся в широком диапазоне значений от  $-1.2$  до  $-6.0$  (Алам и др., 2021). С повышением точности характеристики низкочастотного шума будут определены и для пульсаров, расположенных в шаровых звездных скоплениях.

## Глава 4

# Вероятность наблюдения отдельных событий эффекта Шапиро для пульсаров в шаровых скоплениях

В предыдущей главе диссертации для пульсаров, находящихся в шаровых звездных скоплениях, был исследован стохастический эффект Шапиро, обусловленный коллективным влиянием движущихся вблизи луча зрения звезд и звездных остатков шарового скопления. Было показано, что в хронометрировании пульсаров этот эффект будет проявляться как низкочастотный шум их частоты вращения. Полученные спектральные характеристики этого шума позволят в наблюдательных данных отличить его от низкочастотных шумов хронометрирования, имеющих другую природу. Однако, остается неясным вопрос о вероятности обнаружения событий релятивистского временного запаздывания сигналов пульсаров, находящихся в шаровых скоплениях, с заданным значением амплитуды эффекта.

Настоящая глава посвящена изучению возможности наблюдения и регистрации отдельных событий релятивистского временного запаздывания сигналов пульсаров как на объектах самого шарового скопления, так и объектах Галактики, движущихся вблизи луча зрения на пульсар (см. Ларченкова, 2000; Ларченкова, Лутовинов, 2007). В следующем разделе даны оценки амплитуды временной задержки импульсов пульсара в гравитационном поле массивного тела. В Разделе 4.2 приведены краткие сведения о пульсарах, расположенных в шаровых звездных скоплениях. Раздел 4.3 посвящен расчету вероятности наблюдения событий релятивистского временного запаздывания сигналов пульсаров, расположенных в скоплениях 47 Tucanae, Terzan 5 и M15, для случая больших прицельных параметров по сравнению с радиусом Эйнштейна-Хвольсона, как на объектах самих скоплений, так и на объектах Галактики. В Разделах 4.4 и 4.5 получены оценки числа объектов, расположенных вблизи луча зрения на источ-

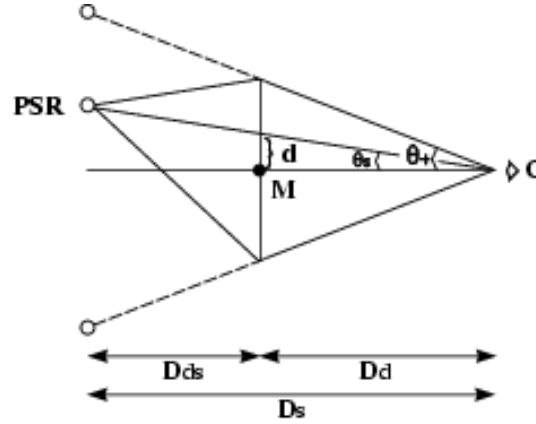


Рис. 4.1. Геометрия рассматриваемой задачи. O – положение наблюдателя, PSR – пульсара, M – гравитирующей массы. Остальные обозначения см. в тексте. Иллюстративный рисунок из работы Ларченкова, Лутовинов (2007).

ник и вызывающих характерную модуляцию МПИ, и частоты таких событий, соответственно. Полученные результаты обсуждаются в Разделе 4.6.

#### 4.1 Оценка амплитуды временного запаздывания сигналов пульсара

Рассмотрим классическую модель гравитационного линзирования для случая точечной линзы (отклоняющего тела) с массой M. Рассматриваемая геометрия представлена на Рис. 4.1. Геометрическое положение пульсара (PSR) на небе определяется углом  $\theta_s$ , положение его двух изображений углами  $\theta_+$  и  $\theta_-$ ,  $d$  – прицельный параметр неотклоненного светового луча,  $D_s$  и  $D_d$  – расстояния от наблюдателя (O) до пульсара (PSR) и до массивного тела (M), соответственно,  $D_{ds}$  – расстояние от пульсара до массивного тела. Введем безразмерный прицельный параметр  $f = d/R_E$ , где  $R_E$  – радиус Эйнштейна-Хвольсона  $\theta_E$  (см. выражение 1.11), в единицах расстояния  $D_d$

$$R_E = \theta_E D_d \quad (4.1)$$

Коэффициент усиления потока изображений пульсара задается следующей формулой (Рефсдал 1964):

$$\mu_{+,-} = \frac{1}{4} \left[ \frac{f}{(f^2 + 4)^{1/2}} + \frac{(f^2 + 4)^{1/2}}{f} \pm 2 \right]. \quad (4.2)$$



Из уравнения (4.2) нетрудно видеть, что значительное усиление потока излучения пульсара имеет место только, если прицельный параметр  $d$  попадает в кольцо Эйнштейна-Хвольсона, т.е.  $d < R_E$ . Для случая, когда  $f \gg 1$ , вклад второго изображения (-) в полную яркость мал и это изображение слишком слабое, чтобы его можно было наблюдать. В этом случае наблюдается только изображение (+).

Координатная задержка времени распространения светового луча вдоль траектории, отклоняемой гравитирующим телом, относительно не отклоняемой траектории задается следующей формулой (Шнайдер и др. 1992):

$$c\Delta t = \frac{D_d D_{ds}}{2D_s} [\hat{\alpha}(\xi)]^2 - \hat{\psi}(\xi) + const, \quad (4.3)$$

где  $\hat{\psi}$  – отклоняющий потенциал,  $\hat{\alpha}$  – угол отклонения,  $\xi$  определяет положение луча в плоскости гравитирующего тела. Как видно из данной формулы временная задержка состоит из трех компонент: геометрической временной задержки (первая компонента), релятивистской временной задержки (вторая компонента) и константы, расчет которой приведен в работе Копейкина и Шеффера (1999). Соотношение геометрической и релятивистской задержек для разных режимов линзирования рассмотрено, например, в работе Цупко и др. (2020). Для случая сферически симметричной линзы Шварцшильда формулу (4.3) можно переписать следующим образом:

$$\Delta t_{+,-} = \frac{2GM}{c^3} \left[ \frac{4}{(\sqrt{f^2 + 4} \pm f)^2} - \ln(\sqrt{f^2 + 4} \pm f)^2 \right] + const \quad (4.4)$$

Как было отмечено, для случая  $f \gg 1$  наблюдается только одно изображение (+) (один сигнал) пульсара, при этом из выражения (4.4) следует, что геометрической временной задержкой для этого изображения можно пренебречь по сравнению с релятивистской временной задержкой. Так как пульсар и массивное тело движутся, то в приближении гравитационной линзы эффект Шапиро удобно оценить в терминах скорости пульсара  $V_P$ , спроектированной на плоскость неба, относительно массивного тела ( $M$ ) и момента времени наибольшего сближения этого тела с лучом зрения ( $T_0$ ). Опуская индекс + и используя обозначение  $\beta_0 \equiv V_P/d$ , релятивистскую временную задержку сигнала можно записать следующим образом (Ларченкова, Дорошенко, 1995):

$$\Delta t = -\frac{2GM}{c^3} \cdot \ln(1 + \beta_0^2 \cdot (t - T_0)^2). \quad (4.5)$$

Пусть наблюдения МПИ пульсара начинаются в момент времени  $t = t_0$ . Максимальное временное релятивистское запаздывание происходит в момент времени  $t = T_0$ , который соответствует минимальному значению прицельного параметра, являющегося функцией времени.

Предположим, что минимальное значение задержки Шапиро, которое с учетом уже упоминавшейся современной точности хронометрирования миллисекундных пульсаров может быть уверенно измерено, составляет 0.5 мкс. Для

Таблица 4.1. Время наблюдений ( $t_0 - T_0$ ), необходимое для регистрации задержки Шапиро, равной  $\Delta t_{min} = 0.5$  мкс, для разных значений массы гравитирующего тела  $M$  и прицельных параметров  $d$ . Результат диссертанта из работы Ларченкова, Лутовинов (2007).

M	$V_P=30$ км/с		$V_P=200$ км/с	
	d=10 а.е.	d=100 а.е.	d=10 а.е.	d=100 а.е.
$1M_\odot$	128 дней	3.5 года	20 дней	197 дней
$0.5M_\odot$	179 дней	4.9 года	28 дней	281 дней
$0.1M_\odot$	1 год	10 лет	69 дней	1.9 года

случая больших значений прицельного параметра время наблюдения ( $t_0 - T_0$ ), необходимое для регистрации заданного значения релятивистской временной задержки, приведено в таблице 4.1 для разных значений массы отклоняющегося тела, прицельного параметра и скорости пульсара относительно тяготеющего тела. Отметим, что используемые в таблице значения скоростей близки к характерным скоростям объектов в шаровых скоплениях и Галактике, соответственно. Соответствующие максимальные значения задержки Шапиро, которые можно наблюдать за характерное время  $t_0 - T_0 = 5$  лет, приведены в таблице 4.2 для разных значений гравитирующей массы, прицельного параметра и относительной скорости пульсара.

Таблица 4.2. Максимальное значение задержки Шапиро, наблюдаемое за 5 лет, для разных значений массы гравитирующего тела  $M$  и прицельных параметров  $d$ . Результат диссертанта из работы Ларченкова, Лутовинов (2007).

M	$V_P=30$ км/с		$V_P=200$ км/с	
	d=10 а.е.	d=100 а.е.	d=10 а.е.	d=100 а.е.
$10M_\odot$	237 мкс	10 мкс	541 мкс	129 мкс
$1M_\odot$	23.7 мкс	1 мкс	54.1 мкс	12.9 мкс
$0.5M_\odot$	11.9 мкс	0.5 мкс	27 мкс	6.5 мкс
$0.1M_\odot$	2.4 мкс	0.1 мкс	5.4 мкс	1.3 мкс

Введем величину  $d_{max}$ , которая является максимальным значением прицельного параметра  $d$ , при котором релятивистская временная задержка еще наблюдаема в остаточных отклонениях МПИ пульсаров. Как следует из выражения (4.5),  $d_{max}$  есть функция массы отклоняющегося тела  $M$ , относительной скорости  $V_P$  и минимального наблюдаемого значения задержки Шапиро  $\Delta t_{min}$ . Рассмотрим две возможности. Первая, когда массивное тело расположено в ша-

ровом звездном скоплении; вторая, когда оно находится в Галактике по пути до него. Пусть время наблюдения составляет  $(t_0 - T_0) = 5$  лет,  $\Delta t_{min} = 0.5$  мкс,  $V_P = 30$  км/с в первом случае и  $V_P = 200$  км/с во втором. Используем обозначения  $d_{max1}$  и  $d_{max2}$ , соответствующие этим двум случаям. Полученные выражения для  $d_{max1}$  и  $d_{max2}$  зависят только от массы отклоняющего тела и в широком диапазоне масс могут быть хорошо аппроксимированы функцией вида  $d_{max} \simeq Am^\alpha$  со следующими параметрами:

$$d_{max1}[a.e.] \simeq \begin{cases} 138 \cdot m^{0.45}, & 0.08 \leq m < 0.5 \\ 142 \cdot m^{0.5}, & 0.5 \leq m < 10 \end{cases}$$

$$d_{max2}[a.e.] \simeq \begin{cases} 922 \cdot m^{0.45}, & 0.08 \leq m < 0.5 \\ 948 \cdot m^{0.5}, & 0.5 \leq m < 10 \end{cases} \quad (4.6)$$

где  $m$  – масса отклоняющего тела в единицах Солнечной массы. Ввиду быстрого уменьшения количества звезд с ростом их массы (см. выражение (4.10) и функции масс в Приложении к части 1) диапазон рассматриваемых масс был ограничен сверху значением  $10M_\odot$ .

Отметим, что на поведение остаточных уклонений МПИ пульсаров может оказывать влияние не только рассматриваемый эффект Шапиро, но и другие эффекты, такие как близкие пролеты звезд в шаровом скоплении и изменения в межзвездной среде. Последний эффект зависит от частоты, на которой проводятся наблюдения, и может быть учтен проведением наблюдений на нескольких частотах. Близкие пролеты звезд в шаровых скоплениях могут вызывать существенные изменения периодов пульсаров  $\Delta P/P \sim 10^{-8}$ , однако вероятность таких событий оказывается мала, поскольку среднее расстояние между звездами достаточно велико  $\sim 0.1$  пк (см., например, Родин, 1999).

## 4.2 Свойства пульсаров в шаровых скоплениях

Как уже было отмечено в предыдущей главе, на сегодняшний день в шаровых звездных скоплениях обнаружено 157 пульсаров. Подавляющее большинство этих пульсаров имеют период вращения менее 25 мс и половина из них являются членами двойных систем. Наибольший интерес с точки зрения количества пульсаров представляют шаровые звездные скопления: М15 (NGC 7078), 47 Тусанае (NGC 104) и Terzan 5. Все пульсары скопления М15, за исключением В2127+11С, входящего в состав двойной системы, сконцентрированы в ядре шарового скопления (Андерсон 1992). Кроме того, почти все пульсары в скоплении 47 Тусанае расположены в пределах 1.2 угловых минут относительно центра скопления (т.е. в пределах трех радиусов ядра скопления) и имеют период обращения до 8 мс (Лоример и др. 2003). Следует также отметить, что пульсары, расположенные в ядрах шаровых скоплений имеют, как правило, большие значения второй производной их скорости вращения (см., например, Хоббс и др., 2010 для пульсара В1620-26 в шаровом скоплении М4 и пульсара В1820-30А в

скоплении NGC 6624), что можно объяснить ускорением в гравитационном поле скопления.

Шаровые звездные скопления, в которых обнаружены пульсары, обладают плотным ядром и, в большинстве случаев, большим значением полной массы, что проявляется в высоких скоростях ухода звезды из скопления  $v_{esc}$ . Например, скорость ухода для скопления 47 Тусанае равна 58 км/с, а для М15 – 55 км/с (Веббинк 1985; Гебхардт и др. 1997). Среднее значение собственных движений миллисекундных пульсаров составляет  $(87 \pm 13)$  км/с, что в три раза меньше по сравнению с обычными пульсарами (Хоббс и др. 2005). Для некоторых пульсаров, расположенных в шаровых скоплениях, измерены собственные движения. Например, для 11 пульсаров в 47 Тусанае, с учетом собственного движения самого скопления, среднее значение двумерной скорости пульсаров составляет  $(25 \pm 5)$  км/с (Хоббс и др. 2005), что хорошо согласуется со скоростью ухода из скопления 58 км/с. На основании этих измерений мы использовали в наших оценках эффекта Шапиро величину поперечной скорости пульсаров 30 км/с.

### 4.3 Вероятность единичного события релятивистского запаздывания

Если оптическая толщина эффекта мала, так что событие происходит лишь один раз, то дифференциальную вероятность события можно записать в виде  $dP = n(x)\pi(fR_E)^2 dx$ , где  $n(x)$  – количественная плотность отклоняющих тел с массой  $M$  (Краусс, Смолл 1991). Тогда вероятность релятивистского запаздывания на всех массивных объектах, находящихся между пульсаром и наблюдателем, запишется следующим образом

$$P = \int_0^{D_s} \frac{4\pi G}{c^2} f^2 \rho(x) \frac{(D_s - x)x}{D_s} dx \quad (4.7)$$

где  $\rho(x) = n(x)M$ . Заметим, что эта вероятность зависит от суммарной массы всех отклоняющих тел и не зависит от массы отдельного объекта.

Теперь рассчитаем вероятности события запаздывания сигнала для двух случаев: 1) пульсар и массивное тело находятся в шаровом звездном скоплении; 2) пульсар по-прежнему расположен в скоплении, а массивное тело – в Галактике по пути до скопления. Последний случай применим и к галактическим пульсарам, не принадлежащим шаровым звездным скоплениям.

#### 4.3.1 Пульсар и массивное тело расположены в шаровом скоплении

Рассмотрим шаровое звездное скопление как самогравитирующую изотермическую сферу идентичных звезд (см., например, расчеты Йетзер и др. 1998 для 47 Тусанае). Основные параметры скоплений М15, 47 Тус и Terzan 5, рассматриваемых в нашей работе, приведены в Таблице 5.1, где  $l$  и  $b$  – галактические

координаты,  $D_c$  – расстояние до центра скопления,  $r_c$  – радиус ядра скопления,  $\sigma$  – дисперсия скоростей звезд скопления,  $\rho_0$  – центральная плотность ядра скопления,  $r_t$  – приливной радиус,  $D_{GC}$  – расстояние от галактического центра (ГЦ) до скопления (Гехбардт и др., 1997; Вэббинк 1985; Йетзер и др., 1998).

Чтобы оценить вероятность событий временного запаздывания сигнала воспользуемся простейшей моделью скопления, в которой плотность массы как функция радиуса шарового скопления  $r$  задается следующим образом:

$$\rho_{\text{шс}}(r) = \frac{\rho_0}{1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2}. \quad (4.8)$$

Тогда вероятность события на объектах шарового скопления запишется в виде следующего интеграла (см. уравнение 4.7)

$$P = \int_{x_t}^{D_s} \frac{4\pi G}{c^2} f^2 \rho_{\text{шс}}(x) \frac{(D_s - x)x}{D_s} dx \quad (4.9)$$

где интегрирование обрывается на границе скопления  $x_t = D_c - \sqrt{r_t^2 - D_c^2 \sin^2 \beta}$ . Здесь  $\beta$  – угол между направлением на центр скопления и источник (для малых углов, рассматриваемых в данной задаче,  $\sin \beta \simeq \beta$ ).

Отношение вероятности события релятивистского запаздывания к квадрату безразмерного прицельного параметра  $f$ ,  $P/f^2$ , как функция положения источника, расположенного в шаровом скоплении вдоль луча зрения наблюдателя на центр скопления (т.е. при  $\beta = 0$ ), в зависимости от радиального расстояния до центра скопления показано разными кривыми на рис. 4.2 для каждого из рассматриваемых скоплений. Характерная зависимость  $P/f^2$  от углового расстояния между направлением на источник и направлением на центр скопления, т.е. в направлении, перпендикулярном лучу зрения, показана на рис. 4.3 для пульсара, расположенного в центре шарового скопления Terzan 5. Для наглядности на рис. 4.4 на примере скопления Terzan 5 представлена трехмерная карта распределения отношений вероятности событий временного запаздывания сигнала к квадрату безразмерного прицельного параметра  $f$  как функции углового и радиального расстояний до центра скопления.

Если пульсар расположен в центре шарового скопления, т.е.  $\beta = 0$  и  $D_s = D_c$ , тогда величина  $P/f^2$  составляет  $4.65 \times 10^{-8}$  для 47 Tucanae,  $4.01 \times 10^{-8}$  для M15 и  $1.92 \times 10^{-7}$  для Terzan 5.

Для того, чтобы вычислить саму вероятность события, необходимо знать прицельный параметр  $f$ , который в свою очередь является функцией массы отклоняющегося тела и величины  $d_{\text{max}1}$ . Для последующих оценок сделаем существенные упрощающие предположения, что функция масс звезд шарового скопления не зависит от положения звезд в скоплении и что все отклоняющие электромагнитный сигнал пульсара объекты скопления имеют одинаковую массу, равную  $0.3M_\odot$  или  $0.6M_\odot$ . Согласно разным оценкам (см., например, Шабрие 2003) данные величины оказываются близкими к средним значениям масс звезд шаровых скоплений, а значит их использование в наших расчетах

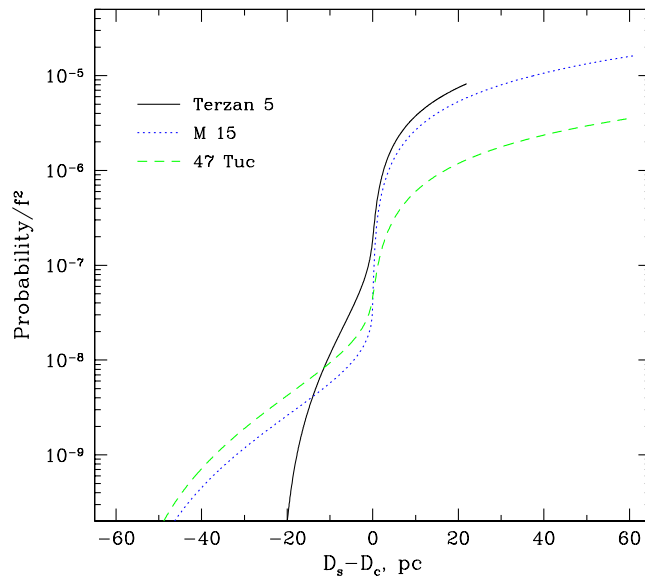


Рис. 4.2. Отношение вероятности регистрации события временного запаздывания к  $f^2$  как функция положения пульсара в шаровых скоплениях М15 (точечная линия), 47 Tuc (штриховая линия) и Terzan 5 (сплошная линия). Все источники расположены вдоль луча зрения наблюдателя на центр скопления, но на разных радиальных расстояниях от центра скопления. Результат диссертанта из работы Ларченкова, Лутовинов (2007).

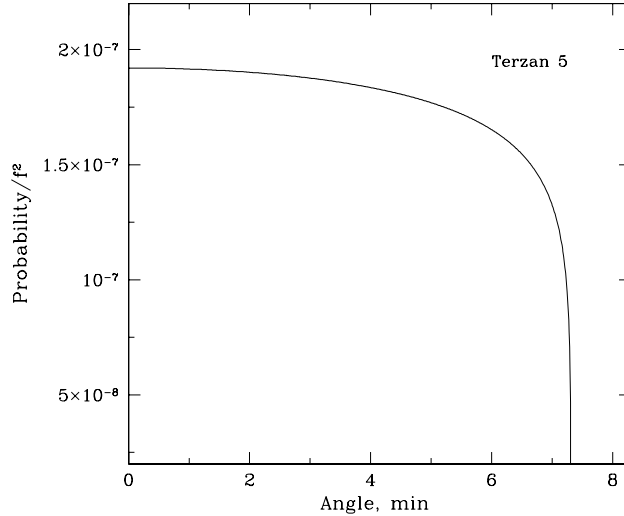


Рис. 4.3. Отношение вероятности регистрации события временного запаздывания к  $f^2$  как функция положения пульсара в скоплении Terzan 5. Все источники расположены на расстоянии центра скопления, но на разных угловых расстояниях от его центра. Результат диссертанта из работы Ларченкова, Лутовинов (2007).

представляется вполне оправданным и близким к реальности. Последнее предположение также подтверждается, например, тем, что в скоплении 47 Тусанае популяция маломассивных белых карликов составляет  $\sim 50\%$  полной массы скопления (Хегги, Хут 1996), а в скоплении М15 белые карлики представляют собой подавляющую часть (по массе) всего населения скопления (около 85%, Гехардт и др. 1997).

Рассмотрим безразмерный прицельный параметр  $f$  ( $f \gg 1$ ) как функцию расстояния между отклоняющим телом с массой  $0.3M_{\odot}$  или  $0.6M_{\odot}$  и пульсаром, которые оба расположены в скоплении, для двух значений прицельного параметра  $d = 10$  а.е. и  $d = 80$  а.е. На рис. 4.5 эти зависимости показаны в широком интервале расстояний, покрывающем линейные размеры всех трех рассматриваемых скоплений (0–120 пс). Полагая расстояние между массивным телом и пульсаром равным половине приливного радиуса скопления получим, в качестве примера, следующие оценки для вероятности события временного запаздывания сигнала пульсара при массе отклоняющего тела  $0.6M_{\odot}$  и прицельном параметре  $d = 80$  а.е.: для 47 Тусанае  $P \sim 2 \times 10^{-3}$ , для М15  $P \sim 1.7 \times 10^{-3}$ , для Terzan 5  $P \sim 2.5 \times 10^{-2}$  (пульсар расположен в центре скопления). При массе отклоняющего тела  $0.3M_{\odot}$  полученные оценки увеличиваются в  $\sim 1.4$  раза. Отметим также, что ввиду того, что вещество в шаровых скоплениях сильно концентрируется к его центру, характерные расстояния между отклоняющим телом и пульсаром оказываются существенно меньше половины приливного ра-

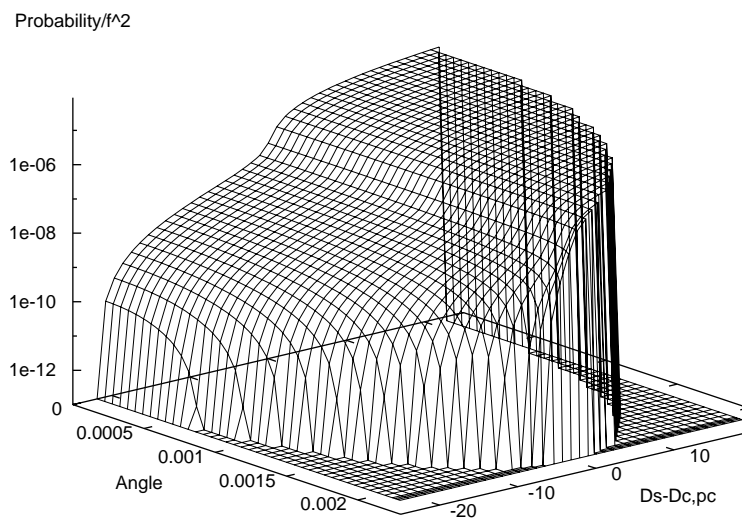


Рис. 4.4. Трехмерное распределение отношения вероятности регистрации события временного запаздывания к  $f^2$  для источника, находящегося в шаровом скоплении Terzan 5 в зависимости от его радиального (пс) и углового (рад) расстояний до центра скопления. Результат диссертанта из работы Ларченкова, Лутовинов (2007).



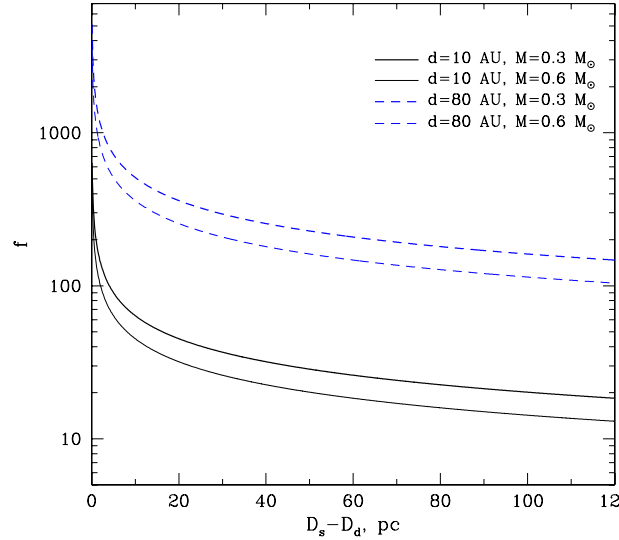


Рис. 4.5. Безразмерный прицельный параметр  $f$  как функция расстояния между отклоняющим телом с массой  $0.3M_{\odot}$  и  $0.6M_{\odot}$  и пульсаром для двух разных прицельных параметров  $d = 10$  и  $d = 80$  а.е. Толстая сплошная линия соответствует 10 а.е. и  $0.3M_{\odot}$ , тонкая сплошная линия – 10 а.е. и  $0.6M_{\odot}$ , толстая штриховая линия – 80 а.е. и  $0.3M_{\odot}$ , тонкая штриховая линия – 80 а.е. и  $0.6M_{\odot}$ . Иллюстративный рисунок из работы Ларченкова, Лутовинов (2007).

диуса, что также приводит к значительному росту вероятности таких событий (см. рис. 4.5)

#### 4.3.2 Пульсар находится в скоплении, массивное тело вне скопления

Рассмотрим теперь случай, когда пульсар находится в шаровом скоплении, а отклоняющее тело вне скопления. Как было отмечено выше, приведенные далее вычисления и оценки остаются справедливыми и для пульсаров, не входящих в состав шаровых скоплений.

Основную трудность при вычислении вероятности событий релятивистского запаздывания на объектах Галактики представляет неточное знание параметров компонент Галактики. Как и в первой части диссертации для дальнейших расчетов вероятности событий релятивистского запаздывания сигналов пульсаров, количества массивных тел вблизи луча зрения и частоты событий для объектов Галактики будут использоваться модель галактики DB (Денен, Бинни 1998) и для сравнения четырехкомпонентная модель BS (Баккалл, Сонейры 1980; Баккалл 1986)

Из выражений в Приложении к части 1, описывающих распределение плот-

### §4.3 Вероятность единичного события релятивистского запаздывания

ности вещества в балдже и его параметры, легко видеть, что галактический балдж вносит существенный вклад в вероятность только для пульсаров, электромагнитный импульс которых распространяется в непосредственной близости ( $\lesssim 1 - 2$  кпк) от Галактического Центра. Из таблицы 4.3.2, представляющей основные параметры исследуемых шаровых скоплений, в том числе и расстояние до Центра Галактики, следует, что влияние балджа важно учитывать только для пульсаров, находящихся в скоплении Terzan 5, в то время как сигнал пульсаров, расположенных в высокоширотных скоплениях M15 и 47 Tucanae, распространяется к наблюдателю вне области балджа. Заметим также, что вклад диска естественным образом уменьшается с увеличением галактической широты.

Таблица 4.3. Основные характеристики шаровых скоплений M15, 47 Tucanae и Terzan 5. Таблица составлена диссертантом на основе параметров скоплений из работы Ларченкова, Лутовинов (2007).

	M15	47 Tucanae	Terzan5
$l; b$ ( $^\circ$ )	65.01; -27.31	305.9; -44.89	3.84; 1.67
$D_c$ (кпк)	10.2	4.1	10.3
$r_c$ (пк)	0.07	0.52	0.40
$\sigma$ (км/с)	11.6	11	10.6
$\rho_0$ , ( $M_\odot \text{пк}^{-3}$ )	$2 \times 10^6$	$6 \times 10^4$	$5 \times 10^5$
$r_t$ (пк)	60.8	60.3	21.9
$D_{GC}$ (кпк)	11.2	9.1	1.0

На рис. 4.6(а,б) приведены зависимости отношений вероятности регистрации событий релятивистского временного запаздывания МПИ к параметру  $f^2$  от галактических координат источника для двух расстояний между наблюдателем и пульсаром, 10.2 и 4.1 кпк (модель Галактики – DB). Данные расстояния были выбраны с учетом того, что последнее из них совпадает с расстоянием до скопления 47 Tucanae, а первое приблизительно соответствует расстояниям до скоплений M15 и Terzan 5 (положения всех трех скоплений показаны крестиками и звездочкой). Видно, что для больших расстояний вероятность регистрации событий значительно растет при приближении к центру Галактики, что обусловлено повышенной концентрацией объектов в этой области. Отметим, однако, что мы исключили из нашего рассмотрения самую центральную часть балджа, называемую "ядерным балджем" (Nuclear Buldge), находящуюся внутри  $\sim 30$  пак. Ввиду наличия в центре Галактики сверхмассивной черной дыры структура этой области оказывается довольно сложной и не описывается одной компонентой (подробнее, см. Лаунхардт и др. 2002). На рис. 4.6(в) показан вклад разных компонент Галактики в общую вероятность регистрации событий для источника, находящегося на расстоянии 10.2 кпк и галактической

широте  $1.67^\circ$  (широта шарового скопления Terzan 5). Из рисунка видно, что вклад балджа оказывается существенным только в области  $|l| \lesssim 20^\circ$ .

Для сравнения на рис. 4.7(а-в) показаны те же зависимости, что и на рис. 4.6, но для модели Галактики BS. В целом, картина оказывается близкой к тому, что было получено ранее для модели DB. Отметим лишь, что вклад сфероида пренебрежимо мал по сравнению с другими компонентами, и влияние балджа оказывается существенным в более узкой области значений  $l$ . Несколько более высокие значения вероятностей для модели BS (на  $\sim 10 - 40\%$ ) связаны с более компактным балджем при той же общей массе  $\sim 10^{10} M_\odot$ , что и в модели DB, и более массивным (в  $\sim 1.5$  раза) галактическим диском, полагавшимся в модели BS по сравнению с моделью DB.

В заключение данного раздела отметим, что в обеих рассматриваемых моделях структура Галактики и ее компонент предполагается осесимметричной. Наблюдения же (см., например, Двек и др. 1995, Ревнивцев и др. 2006) указывают на то, что в центральных областях Галактики наблюдается небольшая асимметрия ( $\sim 10 - 15\%$ ) распределения звезд относительно центра Галактики, связанная с повернутым, вытянутым балджем.

#### 4.4 Количество звезд

Теперь мы можем вычислить ожидаемое количество  $N$  видимых звезд на пути распространения сигнала пульсара до наблюдателя, которые влияют на его МПИ. Функции масс звезд разных компонент Галактики и шарового скопления были взяты из работ Шабрие, Мера (1997) и Шабрие (2003). Выражения для диска, балджа и гало приведены в Приложении к части 1. Функция масс звезд шарового скопления имеет следующий вид:

$$\xi(\log m) = \frac{1}{\log M_\odot \text{пк}^3} \begin{cases} 3.6 \times 10^{-4} \exp \left[ -\frac{(\log(\frac{m}{0.33}))^2}{0.2312} \right], & m \leq 0.9 \\ 7.1 \times 10^{-5} m^{-1.3}, & m > 0.9. \end{cases} \quad (4.10)$$

где масса  $m$  выражена в единицах солнечной массы. Согласно современным представлениям, в Галактике (особенно в ее диске) присутствует большая популяция объектов с массами  $0.01 < m \lesssim 0.08 M_\odot$ , так называемых коричневых карликов. И если в общую массу Галактики вклад таких объектов невелик, то в оценку числа звезд, влияющих на МПИ, они могут внести заметную долю, так как их концентрация оказывается сравнимой с концентрацией обычных звезд. Функция масс коричневых карликов приведена в Приложении к части 1.

Количество звезд Галактики, влияющих на МПИ, может быть записано в виде:

$$N = \frac{\int_0^{D_s} \int_{m_1}^{m_2} \pi \rho(x) \xi(m) [d_{max2}(m)]^2 dx dm}{M_\odot \int_{m_1}^{m_2} m \xi(m) dm}, \quad (4.11)$$

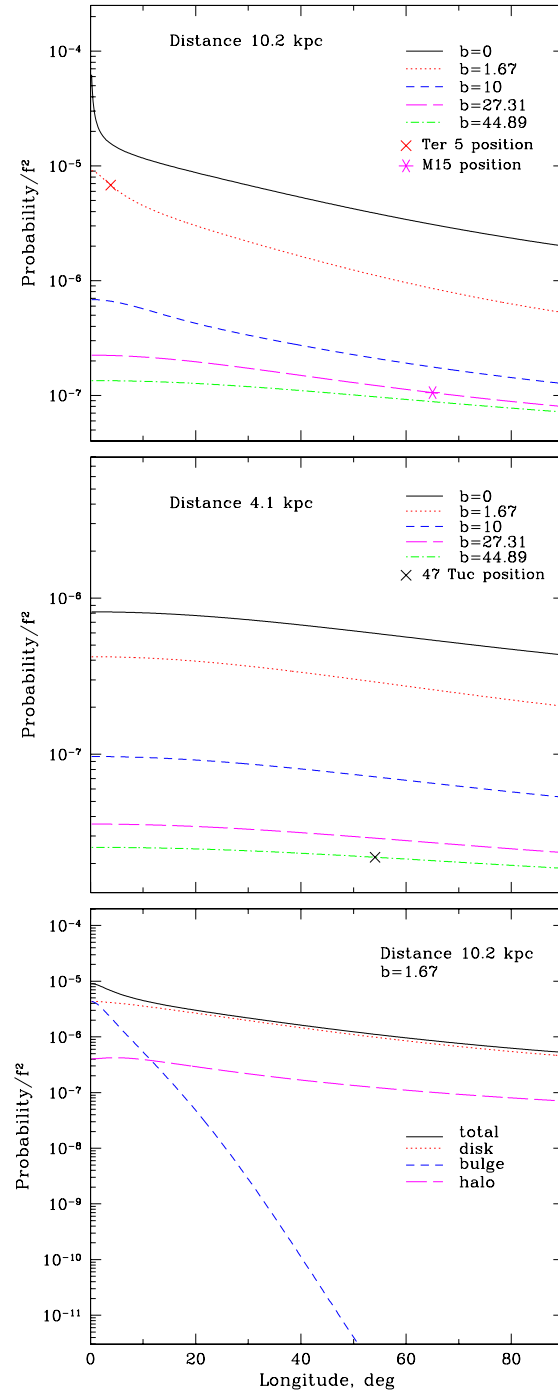


Рис. 4.6. Отношение вероятности регистрации события временного запаздывания к  $f^2$  как функция галактической долготы  $l$  и широты  $b$  источника, находящегося на расстоянии 10.2 (а) и 4.1 кпс (б). Сравнительный вклад разных компонент Галактики в суммарную вероятность линзирования для источника, находящегося на широте  $1.67^\circ$  (в). Положения шаровых скоплений Terzan 5, M15, 47 Тусалае показаны крестиками и звездочкой. Модель Галактики – DB. Результат диссертанта из работы Ларченкова, Лутовинов (2007).

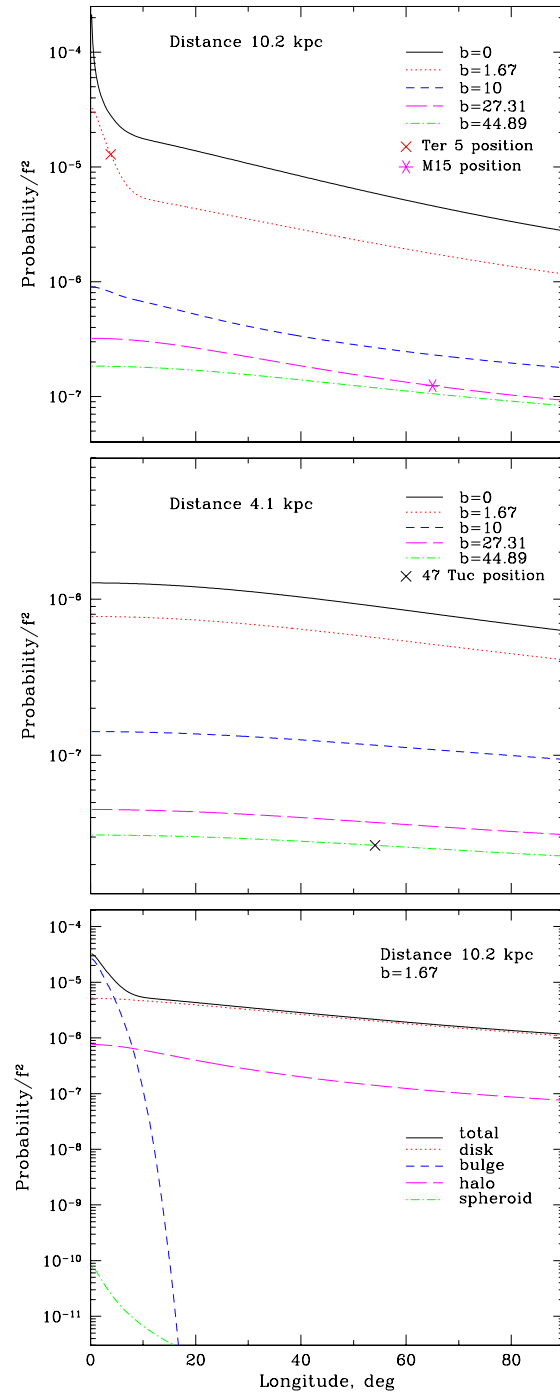


Рис. 4.7. Тоже, что на рис. 4.6, но для модели Галактики BS. Результат диссертанта из работы Ларченкова, Лутовинов (2007).

Таблица 4.4. Ожидаемое число объектов, расположенных вблизи луча зрения в Галактике с учетом вклада ее разных компонент и в шаровом скоплении. Результат диссертанта из работы Ларченкова, Лутовинов (2007).

	диск	балдж	гало	Галактика	скопление
M15	0.003	-	0.009	0.012	0.336
47 Tuc	0.002	-	0.004	0.006	0.075
Terzan 5	0.273	0.166	0.039	0.478	0.472

где  $\rho(x)$  – плотность источников в Галактике (модель DB) в направлении луча зрения на пульсар,  $(m_1, m_2)$  – рассматриваемый диапазон масс объектов, в данном случае от 0.01 до  $10M_{\odot}$  с учетом коричневых карликов. Формула (4.11) верна для расчета количества звезд, влияющих на МПИ пульсара и принадлежащих самому шаровому скоплению, с точностью до замены  $d_{max2}$  на  $d_{max1}$ . Интегрируя уравнение (4.11) во всем диапазоне масс и расстояний и принимая во внимание выражения из Приложения для распределения плотности и функции масс, получаем оценки ожидаемого числа объектов, расположенных вблизи луча зрения как в Галактике (с учетом вклада разных компонент), так и в шаровом скоплении (см. Таблицу 4.4).

Видно, что для шаровых скоплений M15 и 47 Tucanae, расположенных на большом удалении от центра Галактики, ожидаемое число галактических объектов вблизи луча зрения оказывается существенно меньшим по сравнению с количеством объектов самого шарового скопления. И только для скопления Terzan 5, находящегося непосредственно за Галактическим центром, оба числа оказываются равными. Отметим также больший относительный вклад объектов гало по сравнению с диском для скоплений M15 и 47 Tucanae, находящихся на высоких широтах.

Следует отметить, что одно из событий микролинзирования, обнаруженных группой МАСНО, наиболее вероятно вызвано линзой, находящейся в диске (Эллок и др. 2001) и наблюдавшейся с помощью Телескопа Хаббла (HST). Из данных наблюдений были даны оценки массы линзы: либо она составляет  $\sim 0.04M_{\odot}$ , либо лежит в диапазоне  $0.095 - 0.13M_{\odot}$ , т.е. линзой является либо коричневый карлик, либо маломассивная звезда, поэтому учет таких маломассивных, но тем не менее, многочисленных объектов оказывается важным.

## 4.5 Частота событий

Безусловно, вероятность обнаружения событий релятивистского временного запаздывания МПИ (или, другими словами, оптическая толща) является важнейшей величиной. Однако, не менее важно знать частоту таких событий. По аналогии с частотой событий линзирования (Грист 1991) введем дифференци-

альное число событий временного запаздывания МПИ пульсаров

$$dN_{ev} = N_s t_{obs} d\Gamma, \quad (4.12)$$

где  $N_s$  – полное число источников (пульсаров) при времени наблюдения  $t_{obs}$ ,  $d\Gamma$  – дифференциальная частота событий, равная

$$d\Gamma = \frac{n(\mathbf{x})f(\mathbf{v}_l)d^3x d^3v}{dt}, \quad (4.13)$$

где числитель в выражении справа – число массивных тел в элементе объема  $d^3x = dx dy dz$  и пространства скоростей  $d^3v = dv_x dv_y dv_z$  относительно положения  $\mathbf{x}$  в "трубке" событий,  $n(\mathbf{x})$  – плотность числа массивных объектов и  $f(\mathbf{v}_l)$  – их профиль скорости. Дифференциальная скорость, с которой гравитирующие массы со скоростями  $\mathbf{v}_l$  вносят свой вклад в "трубку" событий в положении  $\mathbf{x}$  и цилиндрическом сегменте  $ld\phi = d_{max}d\phi$ , запишется следующим образом:

$$d\Gamma = \frac{\rho(x)}{\langle M \rangle} f(\mathbf{v}_l) v_r^2 \cos\theta d_{max} d\phi dv_x dv_r d\theta dx, \quad (4.14)$$

где  $\langle M \rangle$  – средняя масса отклоняющего тела. Мы также использовали переход к цилиндрическим координатам  $d^3v = v_r dv_x dv_r d\theta$  и выражение для  $d_{max}$ , полученное из уравнения (4.5)

$$d_{max} = v_r (t_0 - T_0) \left( e^{\frac{c^3 \Delta t_{min}}{2G\langle M \rangle}} - 1 \right)^{-1/2}. \quad (4.15)$$

В качестве профиля скорости было взято распределение Максвелла с дисперсией скоростей  $\sigma_l$

$$f(\mathbf{v}_l) d^3v = \frac{1}{\pi^{3/2} \sigma_l^3} e^{-\frac{v_l^2}{\sigma_l^2}} d^3v. \quad (4.16)$$

После интегрирования по переменным  $d\phi$ ,  $dv_x$ ,  $dv_r$  и  $d\theta$  получим

$$\Gamma = 4\sigma_l^2 (t_0 - T_0) \langle M \rangle^{-1} \left( e^{\frac{c^3 \Delta t_{min}}{2G\langle M \rangle}} - 1 \right)^{-1/2} \int_0^{D_s} \rho(x) dx \quad (4.17)$$

Как видно из уравнения (4.17), частота событий зависит от длительности наблюдений, дисперсии скоростей объектов, их средней массы и распределения вещества вдоль луча зрения. Вследствие существенной разницы в значениях этих параметров частота событий  $\Gamma$  вычислялась отдельно для каждой компоненты Галактики и шарового скопления. При этом средние массы объектов были вычислены из приведенных выше функций масс, значения дисперсий их скоростей  $\sigma_l$  полагались равными 210, 100, 50 и 11 км/с для гало, балджа, диска и скопления, соответственно (см. Засов и др. 2004; Алкобе, Кубарси 2005; Вера и др. 2006). Зависимость частоты регистрации событий от галактических координат источника показана на рис. 4.8 и 4.9 для двух разных расстояний пульсара от Солнца, 10.2 и 4.1 кпк (при этом полагалось, что  $\Delta t_{min} = 0.5$  мкс,

Таблица 4.5. Частота регистрации событий в год релятивистского временного запаздывания МПИ для пульсаров в шаровых скоплениях М15, 47 Tucanae и Terzan 5 для случая линзирования на объектах Галактики (суммарная величина для всех компонент) и на объектах самого скопления, а также число всех ожидаемых событий за время наблюдений 5 лет. Результат диссертанта из работы Ларченкова, Лутовинов (2007).

	Галактика	скопление	число событий $N_5$
М15	$1.15 \times 10^{-3}$	$3.4 \times 10^{-3}$	0.18
47 Tuc	$5.44 \times 10^{-4}$	$7.6 \times 10^{-4}$	0.14
Ter 5	$1.05 \times 10^{-2}$	$4.8 \times 10^{-3}$	2.45

время наблюдения ( $t_0 - T_0$ )=5 лет). Положения шаровых скоплений М15, 47 Tucanae и Terzan 5 показаны крестиками и звездочкой. В Таблице 4.5 приведены частота регистрации (событий в год) событий релятивистского временного запаздывания МПИ для пульсаров в вышеперечисленных скоплениях в случае линзирования на объектах Галактики (суммарная величина для всех компонент) и на объектах самого скопления и полное число ожидаемых событий за время наблюдений 5 лет.

Таким образом, наблюдая 22 пульсара в шаровом скоплении 47 Tucanae, 8 пульсаров в М15 и 32 пульсара в Terzan 5 в течение пяти лет, можно ожидать зарегистрировать  $\sim 3$  события релятивистского временного запаздывания МПИ пульсаров. При этом основной вклад в это число вносят пульсары, расположенные в шаровом скоплении Terzan 5.

Отметим, что величина рассматриваемого эффекта сильно зависит от величины  $\Delta t_{min}$ , которая определяется точностью современных измерений МПИ и зависит, в том числе, от интенсивности конкретного пульсара. В частности, при  $\Delta t_{min} = 2.5$  мкс число событий релятивистского временного запаздывания МПИ пульсаров в шаровом скоплении Terzan 5, которое можно ожидать зарегистрировать при длительности наблюдений 5 лет, уменьшается до  $N_5 \sim 0.75$ , а при  $\Delta t_{min} = 5$  мкс – до  $N_5 \sim 0.4$ .

## 4.6 Заключение

В настоящей главе рассмотрена возможность наблюдения единичных событий релятивистского временного запаздывания МПИ пульсаров, вызываемых близкими к лучу зрения пролетами массивных объектов. Ниже кратко суммированы и обсуждены наиболее интересные и важные из полученных результатов.

Определены вероятности единичных событий релятивистского временного запаздывания МПИ пульсаров в трех шаровых скоплениях 47 Tucanae, М15, Terzan 5, вызываемых пролетом вблизи луча зрения как массивных тел само-



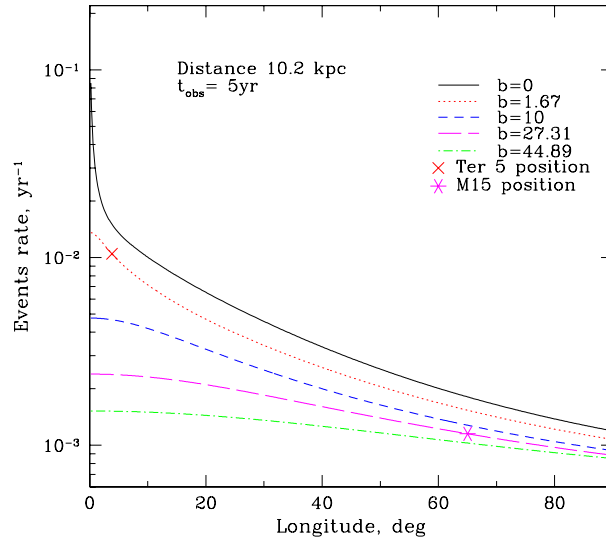


Рис. 4.8. Частота событий как функция галактической долготы  $l$  и широты  $b$  пульсара, находящегося на расстоянии 10.2 кпс. Положение шаровых скоплений Terzan 5 и M15 показано крестиком и звездочкой, соответственно. Модель Галактики – DB. Результат диссертанта из работы Ларченкова, Лутовинов (2007).

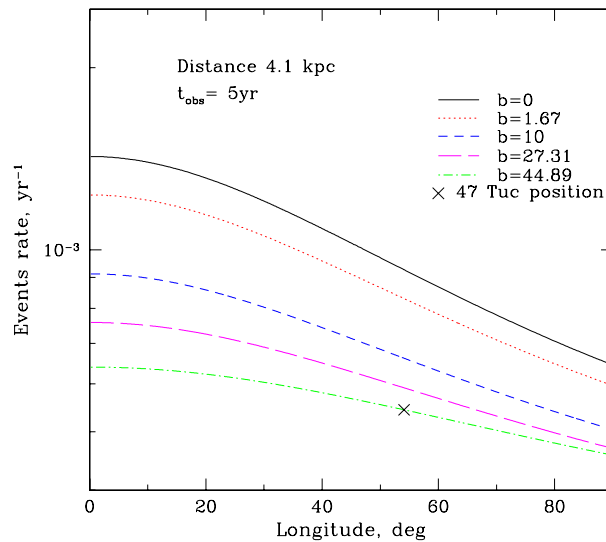


Рис. 4.9. Частота событий как функция галактической долготы  $l$  и широты  $b$  пульсара, находящегося на расстоянии 4.1 кпс. Положение шарового скопления 47 Тусанае показано крестиком. Модель Галактики - DB. Результат диссертанта из работы Ларченкова, Лутовинов (2007).

го скопления, так и объектов, расположенных в Галактике по пути до скопления. В предположении, что распределение плотности массы шарового скопления описывается моделью изотермической сферы с ядром, полученные значения отношений вероятности событий запаздывания на объектах скопления к безразмерному параметру  $f^2$  оказываются сравнимыми между собой для высокоширотных шаровых скоплений 47 Tucanae и M15, и несколько выше для более компактного и плотного скопления Terzan 5.

Для случая, когда массивное тело находится вне скопления, рассчитаны вероятности событий для двух моделей распределения вещества в Галактике: "классической" модели Баккала и Сонейры (Баккал, Сонейры 1980; Баккал 1986) и модели Денена и Бинни (1998). Полученные результаты находятся в хорошем согласии друг с другом; некоторое превышение значений вероятности для модели BS обусловлено более массивным в данной модели диском и более компактным балджем. Отношения вероятности событий, обусловленных близкими к лучу зрения пролетами массивных объектов Галактики, к параметру  $f^2$  для пульсаров в шаровых скоплениях 47 Tucanae и M15 сравнимы со значениями данной величины при близких пролетах массивных объектов самих скоплений. При современной точности измерения ожидаемого эффекта на МПИ пульсаров и времени наблюдения около 5 лет вероятность регистрации таких событий оказывается мала. Существенное увеличение вероятности имеет место только для пульсаров в шаровом звездном скоплении Terzan 5, так как в этом случае луч зрения проходит через плотные области балджа и диска. Определено число объектов вблизи луча зрения в направлении на пульсар, которые могут вызывать характерную для рассматриваемого эффекта модуляцию его МПИ, расположенных как в исследуемых нами скоплениях, так и в Галактике по пути до скоплений. Впервые была учтена популяция коричневых карликов в диске Галактики, концентрация которых сравнима с концентрацией звезд диска. Как и следовало ожидать, количество массивных объектов вблизи луча зрения максимально для шарового скопления Terzan 5.

Вычислена частота событий релятивистского временного запаздывания МПИ пульсаров для отклоняющихся тел, расположенных в скоплении и Галактике.

Существенное влияние на возможность регистрации малых релятивистских эффектов оказывает точность определения основных параметров пульсаров, получаемых при обработке данных хронометрирования, таких как первая  $\dot{P}$  и вторая  $\ddot{P}$  производные периода пульсаций. Для большинства пульсаров в шаровых звездных скоплениях хорошо измерена лишь первая производная периода, значение которой оказывается  $\sim 10^{-20}$  (вторая производная периода измерена лишь для некоторых источников и ее величина  $\sim 10^{-31} \text{ с}^{-1}$ , см., например, каталог пульсаров и их параметров <http://www.atnf.csiro.au>). Что касается точности определения  $\dot{P}$ , то она составляет  $\sim 0.1\%$  (см., например, Фрейер и др. 2003 для шарового скопления 47 Tucanae). Изменения  $\dot{P}$  вследствие рассматриваемого эффекта оказываются на уровне (несколько)  $\times 10^{-25} - 10^{-24}$  для случая массивных тел, пролетающих вблизи границы "трубки событий". В действительности,

данная величина может оказаться значительно больше из-за тел, пролетающих на более близких к лучу зрения расстояниях (зависит как  $\propto d^{-2}$ ) и может быть сравнима или даже превышать современную точность определения  $\dot{P}$  (см. также Векс и др. 1996).

Принимая во внимание вышесказанное и на основании полученных в настоящей главе результатов можно сделать вывод, что рассматриваемый эффект является достаточно малым и трудноизмеримым при современном уровне наблюдений для слабых источников, каковыми являются пульсары в шаровых скоплениях; его учет будет становиться все более важным по мере улучшения точности измерений. Однако, для ярких источников при точности измерений МПИ пульсаров  $\sim 50$  нс на интервалах наблюдений в несколько лет, этот эффект может оказаться измеримым уже сейчас.

В заключение отметим, что, помимо рассмотренного эффекта Шапиро, на поведение остаточных уклонений МПИ пульсаров могут оказывать влияние и другие эффекты, такие как близкие пролеты звезд в шаровом скоплении и изменения в межзвездной среде. Последний эффект зависит от частоты, на которой проводятся наблюдения, и может быть учтен проведением наблюдений на нескольких частотах. Близкие пролеты звезд в шаровых скоплениях вызывают существенные изменения как траекторий так и периодов пульсаров  $\Delta P/P \sim 10^{-8}$ , однако вероятность таких событий оказывается мала, поскольку среднее расстояние между звездами скопления достаточно велико  $\sim 0.1$  пк.

## Глава 5

# Эффект Шапиро как метод регистрации черных дыр промежуточной массы в шаровых скоплениях

Вопрос о существовании в центрах шаровых звездных скоплений черных дыр с массами  $10^3 - 10^4 M_{\odot}$  возник еще в 70-х гг. прошлого столетия с появлением новых наблюдательных данных в рентгеновском диапазоне частот (см., например, Кларк и др., 1975). В последующих теоретических работах обсуждалось влияние массивной черной дыры, расположенной в плотной звездной системе на динамические и астрофизические свойства такой системы, были получены численные решения для некоторых стационарных случаев (см., например, Баккал, Острайкер, 1975; Франк, Рис 1976; Бисноватый-Коган и др. 1980). Помимо этого, для некоторых скоплений, например, для шарового скопления M15, сообщалось об обнаружении в его центре черной дыры, после чего данное сообщение опровергалось (об истории вопроса смотри, например, МакНамара и др. 2003).

В последние десятилетия сообщения об обнаружении в центрах шаровых звездных скоплений нашей Галактики и ближайших галактик появляются регулярно, но надежной их регистрации до сих пор нет (историю вопроса можно найти, например, в обзоре Грин и др., 2020), несмотря на теоретические предсказания их существования в каждом шаровом скоплении (см., например, Долгов, Постнов, 2017).

В частности, сообщалось о существовании черных дыр промежуточных масс (IMBH), по крайней мере, в двух шаровых скоплениях:  $\omega$  Cen (NGC 5139) и G1 (Mayall II) в Галактике M31 (Нойола и др. 2006; Гебхардт и др. 2005). Обнаружение черной дыры в последнем из них и определение ее массы было сделано с помощью фотометрических наблюдений на телескопе им. Хаббла (HST) и спектральных наблюдений на спектрографе HIRES (телескоп КЕСК, Гебхардт и др. 2005). На основании полученных данных была построена зависимость отноше-

ния  $M/L$  (массы к светимости) от расстояния до центра скопления, из которой следует, что на малых радиусах скопления отношение  $M/L$  существенно увеличивается. Такое поведение  $M/L$  трудно объяснить наличием вблизи центра скопления звездных объектов с низкой светимостью, таких как белые карлики и нейтронные звезды, но оно может быть хорошо описано в рамках динамических моделей скопления с массивным центральным объектом с массой  $\sim 2 \times 10^4 M_\odot$  (Геххардт и др. 2005). Помимо упомянутых выше скоплений, имеются косвенные доказательства наличия центральной черной дыры в скоплениях 47 Tucanae, NGC 6752, M15, M62 (Маклоулин и др. 2006; ван ден Бош и др. 2006; Эббате и др., 2018; Эббате и др., 2019а;б).

Например, в первом десятилетии этого века с помощью кинематических методов и наблюдений радиоконтинуума для массы центральной черной дыры в скоплении 47 Tucanae были получены пределы 1000–5000  $M_\odot$  (Маклоулин и др. 2006; Маккарон, Сервиллат, 2008; Маккарон, Сервиллат, 2010; Лу, Конг, 2011). Недавно по результатам наблюдений пульсара было выдвинуто утверждение, что масса этого объекта составляет 2200  $M_\odot$  (Кизилтан и др. 2017а,б). Однако этот результат был опровергнут в работе Фрейр и др. (2017) на основании анализа обновленных наблюдательных данных, а также в работе Манн и др. (2018) на основе подробных измерений нормальных звезд в этом скоплении. Аналогичный вывод был сделан для большего числа шаровых скоплений на основе обзоров радиоконтинуума (Тремоу и др., 2018).

Наряду с поисками черных дыр в оптическом и радио диапазонах эффективными оказываются методы их регистрации в рентгеновском диапазоне (см., например, Черепашук, 2003, 2005). По данным рентгеновских наблюдений обсерватории XMM-Newton показано, что в шаровом скоплении эллиптической галактики NGC 4472, принадлежащей в свою очередь к скоплению галактик в созвездии Девы, может существовать черная дыра с массой  $\sim 10^3 M_\odot$  (Маккарон и др. 2007). Тем не менее важно отметить, что черные дыры промежуточных масс, находящиеся в центрах шаровых скоплений нашей Галактики, могут не проявлять себя в рентгеновском диапазоне частот. Как было показано еще в работе Франка и Риса (1976) частота событий разрушения звезд черной дырой с массой  $10^3 - 10^4 M_\odot$  мала. Проблема существования черных дыр промежуточных масс важна не только для понимания структуры и эволюции шаровых звездных скоплений, но и для понимания эволюции галактик с центральными черными дырами и процессов образования таких объектов, поэтому необходимо использовать все возможные способы регистрации данных объектов во всех доступных наблюдателю диапазонах частот.

Отметим, что упоминавшиеся выше косвенные доказательства существования черных дыр промежуточных масс были получены для массивных шаровых скоплений с компактными плотными ядрами. А именно в таких шаровых скоплениях обнаружено наибольшее количество радиопульсаров и рентгеновских двойных систем. В частности, "подозрительные" на существование центральной ЧД скопления 47 Tucanae и M15 содержат 25 и 8 радио пульсаров, соответственно.

Радиопульсары обладают замечательным свойством – высокой стабильностью их импульсного излучения, которое можно использовать для независимого подтверждения наличия центральной черной дыры шарового скопления. Если вблизи луча распространения сигнала от пульсара к наблюдателю находится массивный компактный объект, то регистрируемый от пульсара поток будет усиливаться (или в некоторых случаях ослабляться) из-за эффекта гравитационного линзирования. Однако, помимо усиления потока, в этом случае будет наблюдаться и задержка сигнала во времени (Краусс, Смолл 1991). Для обнаружения черных дыр, расположенных в центрах шаровых звездных скоплений, возможно использовать оба этих эффекта. Однако, эффект гравитационного линзирования источников Галактики (звезд, пульсаров) в гравитационном поле таких черных дыр трудно наблюдать, так как радиус Эйнштейна-Хвольсона довольно мал ( $\sim$  десятка астрономических единиц), а для усиления потока излучения источника луч зрения должен проходить внутри этого малого радиуса (см., например, Шнайдер и др., 1999).

Угловые расстояния известных на сегодняшний день пульсаров в шаровых скоплениях от их центров, как правило, равны нескольким сотым угловой минуты, что значительно превышает угловое значение радиуса Эйнштейна-Хвольсона. И, как будет показано ниже, существенным в данном случае может оказаться релятивистское временное запаздывание электромагнитного излучения пульсара – эффект Шапиро (Ларченкова, Лутовинов, 2009; 2010).

В предыдущей главе была показана принципиальная возможность использования хронометрирования миллисекундных пульсаров, расположенных в шаровых звездных скоплениях, для регистрации массивных объектов Галактики и шаровых скоплений. В настоящей главе изучается возможность обнаружения черных дыр промежуточных масс в центрах звездных шаровых скоплений, используя многолетние наблюдения известных на сегодняшний день пульсаров, расположенных на минимальных угловых расстояниях от центра скопления.

## 5.1 Описание задачи

В настоящей главе будут использованы обозначения и геометрия задачи из предыдущей главы (см. рис. 4.1). Для рассматриваемого случая в выражение для радиуса Эйнштейна-Хвольсона (1.11) входят следующие переменные:  $m_a \equiv M_{BH}$ ,  $D_d$ ,  $D_s$ ,  $D_{ds}$  – расстояния от наблюдателя до черной дыры с массой  $M_{BH}$ , от наблюдателя до пульсара и между черной дырой и пульсаром, соответственно. Если пульсар и черная дыра находятся в одном шаровом скоплении, то в этом случае характерный размер шаровых скоплений (несколько десятков пк) много меньше расстояния от этих скоплений до наблюдателя (несколько кпк). Поэтому с высокой точностью можно считать, что  $R_E \propto D_{ds}^{1/2}$ , где  $R_E$  определяется выражением (4.1). В общем виде зависимость  $R_E$  от  $D_{ds}$  и его характерные значения представлены на Рис. 5.1 для двух значений массы черной дыры,  $M_{BH} = 10^3 M_\odot$  и  $10^4 M_\odot$ .

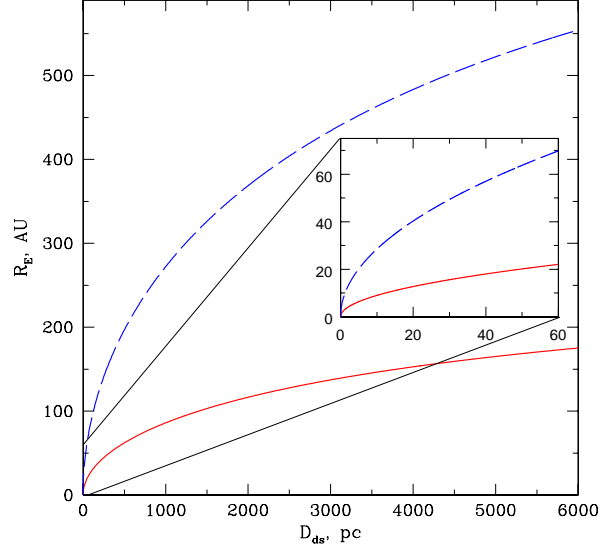


Рис. 5.1. Зависимость величины  $R_E$  от расстояния между черной дырой и пульсаром. Масса черной дыры –  $10^3 M_\odot$  (сплошная линия) и  $10^4 M_\odot$  (штриховая линия). Иллюстративный рисунок из работы Ларченкова, Лутовинов (2009).

Угловое расстояние между двумя линзированными изображениями, (+) и (–), определяется следующим образом (Рефсдал 1964; Тернер и др. 1984)

$$\Delta\theta = \frac{R_E}{D_d} \sqrt{f^2 + 4}, \quad (5.1)$$

где, как и в предыдущей главе,  $f$  – безразмерный прицельный параметр  $f = d/R_E$ . Например, для пульсаров в шаровом скоплении М15, для которого  $D_d = 10.2$  кпк и  $D_{ds} \sim 3$  пк (последнее соответствует типичному значению радиуса  $r_h$ , внутри которого сосредоточена половина массы скопления), угловое расстояние между изображениями составляет  $\Delta\theta = 1.533 \times 10^{-5} \sqrt{M_{BH, M_\odot}} \sqrt{f^2 + 4}$  угл. мин, где  $M_{BH, M_\odot}$  – масса черной дыры, выраженная в массах Солнца.

Помимо появления двух изображений в плоскости гравитирующего тела, в классической модели гравитационного линзирования также наблюдается усиление потока излучения линзируемых изображений (4.2) и временное запаздывание сигнала (4.4). Из уравнения (4.2) следует, что уже при  $f \geq 2$  (ниже будет показано, что для известных пульсаров величина  $f$  значительно больше 2) вклад второго изображения (–) в полную яркость мал ( $\leq 3\%$ ) и это изображение слишком слабое, чтобы его можно было наблюдать. Поэтому все последующие рассуждения относятся только к первому изображению (+).

Величина задержки в уравнении (4.4) зависит от прицельного параметра, который в свою очередь меняется со временем из-за относительного движения пульсара и черной дыры  $f = \frac{d}{R_E} = \frac{d_m}{R_E} \sqrt{1 + \left(\frac{v_\perp}{d_m}\right)^2 (t - T_0)^2}$ , где  $v_\perp$  – скорость

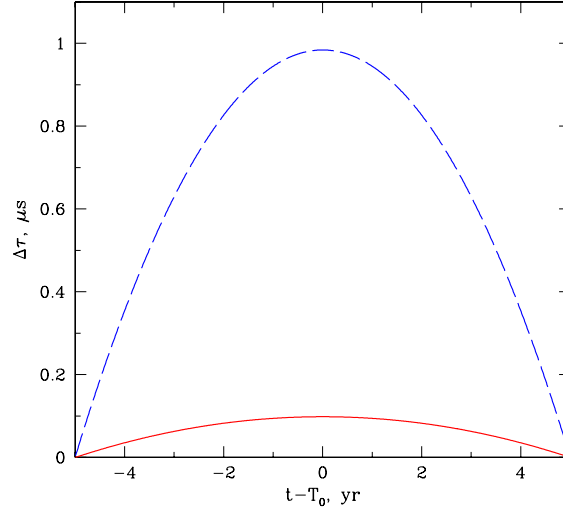


Рис. 5.2. Зависимость относительной величины запаздывания сигнала  $\Delta\tau$  от времени  $t - T_0$  (в годах) для двух значений массы центральной черной дыры  $M_{BH} = 10^3$  (сплошная линия) и  $10^4 M_\odot$  (штриховая линия). Результат диссертанта из работы Ларченкова, Лутовинов (2009).

пульсара относительно черной дыры, спроецированная на плоскость неба,  $d_m$  – минимальное значение прицельного параметра,  $t$  – текущий момент наблюдений,  $T_0$  – момент наибольшего сближения. Таким образом, измеряемой величиной является изменение запаздывания  $\Delta\tau = \tau(t) - \tau(t_0)$ , где  $t_0$  – время начала наблюдений. Чтобы избежать в дальнейшем возможной путаницы с обозначениями разных времен, выражение для запаздывания из уравнения (4.4) было переименовано в  $\tau(t)$ . Зависимость  $\Delta\tau$  от длительности наблюдений показана на Рис. 5.2 для минимального значения прицельного параметра  $d_m = 10^4$  а.е. (ниже будет показано, что наблюдаемые пульсары в шаровых скоплениях находятся на подобных или больших расстояниях от их центров), скорости движения  $v_\perp = 30$  км/с (типичная скорость звезд шарового скопления),  $t_0 - T_0 = 5$  лет и двух значений массы черной дыры –  $M_{BH} = 10^3$  и  $10^4 M_\odot$ . Видно, что максимальная задержка сигнала в данном случае невелика и составляет  $\sim 100$  нс и  $\sim 1$  мкс, соответственно.

## 5.2 Пульсары в шаровых скоплениях

Применим теперь вышеприведенные рассуждения и формулы для оценки возможности наблюдения запаздывания сигнала при его прохождении вблизи черной дыры промежуточной массы для некоторых известных пульсаров, регистрируемых в шаровых скоплениях. Для этого из каталога Фрейера (<http://www.naic.edu/~freire/GCpsr.html>) были взяты пульсары, расположенные наиболее близко к центрам шаровых скоплений, “подозрительных” на при-



сутствие черных дыр. В предположении нахождения пульсара за центром скопления на расстоянии 3 пк, его поперечной скорости движения 30 км/с и времени наблюдения 5 лет для каждого пульсара была посчитана максимальная относительная задержка его сигнала при прохождении вблизи черной дыры с массой  $M_{BH} = 10^3 M_\odot$  и  $10^4 M_\odot$  ( $\Delta\tau_3$  и  $\Delta\tau_4$ , соответственно). Параметры пульсаров и соответствующего скопления (расстояние до шарового скопления в кпк,  $r_h$  – радиус в пк, внутри которого сосредоточена половина массы скопления, оффсет – угловое расстояние между пульсаром и центром скопления) и результаты расчетов ( $d_m$  – минимальное значение прицельного параметра в а.е.,  $\Delta\tau_3$ ,  $\Delta\tau_4$ ) приведены в Таблице 5.1.

Таблица 5.1. Пространственные характеристики пульсаров, расположенных на минимальных расстояниях от центра шарового скопления (ШС), и величины временного запаздывания сигналов. Результат диссертанта из работы Ларченкова, Лутовинов (2009).

PSR (ШС)	расстояние до ШС, кпк	$r_h$ , пк	оффсет, угл.мин	$d_m$ , а.е.	$\Delta\tau_3$ , нс	$\Delta\tau_4$ , нс
J0024-7204O (47 Tuc)	4.1	3.33	0.06	14762	45	450
J1748-2446C (Ter 5)	10.3	2.49	0.17	105070	0.9	8.9
B1745-20 (NGC6440)	8.4	1.42	0.04	20162	24	240
J1750-3703D (NGC6441)	11.7	2.18	0.05	35103	8.0	80
B1820-30A (NGC6624)	7.9	1.88	0.05	23702	17.5	175
J1910-5959B (NGC6752)	4.0	2.72	0.10	24002	17.1	171
B2127+11D (M15)	10.2	3.18	0.019	11743	71	710

Из этой таблицы хорошо видно, что при существующей на сегодняшний день точности определения МПИ ( $\sim 50$  нс для ярких пульсаров) наблюдение временной задержки сигнала у известных миллисекундных пульсаров, при прохождении их сигналов вблизи черных дыр в центрах соответствующих шаровых скоплений, является невозможным при массе черной дыры  $10^3 M_\odot$  и весьма проблематичным при массе черной дыры  $10^4 M_\odot$ , даже для близко расположенных к центру пульсаров (например, B2127+11D или J0024-7204O). Увеличение длительности наблюдений в два раза, до 10 лет, приводит к существенно увеличению наблюдаемого относительного запаздывания сигнала, которое уже возможно регистрировать современными инструментами. Необходимо отметить, что существенное влияние на возможность регистрации единичных событий временного запаздывания импульсов, связанных с прохождением сигнала от пульсара вблизи массивной черной дыры, будет оказывать низкочастотный шум, вызываемый движением звезд шарового скопления (подробнее см. главу 3).

### Влияние запаздывания сигнала пульсара на наблюдаемые величины периодов и их производных

Рассмотрим, как временное запаздывание сигнала пульсара при его прохождении вблизи черной дыры будет влиять на наблюдаемые величины периода пульсара и его первой производной и возможно ли по их измерениям у известных на сегодняшний день пульсаров сделать вывод о присутствии черной дыры промежуточной массы в центре скопления. Для этого воспользуемся рассуждениями, аналогичными приведенным в работе Векса и др. (1996). Наблюдаемый период пульсара  $P$  в момент времени  $t_1$  связан с собственным периодом пульсара  $P_i$  как

$$P \simeq P_i + \frac{d\tau}{dt}(t_1). \quad (5.2)$$

В случае больших значений прицельных параметров ( $f \gg 1$ ), как отмечалось выше, наблюдается только одно изображение (+) и геометрическое запаздывание пренебрежимо мало (см. уравнение 4.4). В этом случае временное запаздывание определяется только эффектом Шапиро и может быть записано следующим образом (Ларченкова, Дорошенко, 1995):

$$\tau_+ = -\frac{2GM}{c^3} \ln \left( 1 + \left( \frac{v_\perp}{d_m} \right)^2 (t - T_0)^2 \right). \quad (5.3)$$

Подставляя уравнение (5.3) в (5.2) и исследуя полученную функцию на максимум, находим (Векс и др., 1996)

$$\max \left| \frac{P}{P_i} - 1 \right| \simeq \frac{2GM}{c^3} \frac{v_\perp}{d_m}. \quad (5.4)$$

Для пульсара B2127+11D из Таблицы 5.1, наиболее близко расположенного к центру шарового скопления M15, максимальные изменения периода пульсаций будут

$$\max \left| \frac{P}{P_i} - 1 \right| \simeq 1.7 \times 10^{-13} \quad \text{и} \quad 1.7 \times 10^{-12}$$

при массе черной дыры  $10^3 M_\odot$  и  $10^4 M_\odot$ , соответственно. Типичные точности измерения периодов миллисекундных пульсаров в шаровых звездных скоплениях<sup>1</sup> оказываются на порядки хуже полученных выше оценок максимального изменения периода пульсара, которое, к тому же, может быть достигнуто за непропорционально длительное время наблюдений источника ( $\sim 10^3$  лет).

Рассмотрим теперь, как запаздывание сигнала влияет на изменение первой производной периода пульсаций. Пусть снова  $\dot{P}$  - измеряемая величина темпа изменения периода пульсара,  $\dot{P}_i$  - собственное изменение периода. Применяя тот же самый подход, что и для периода пульсаций, находим в общем виде

<sup>1</sup><http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat>

$$\max \left| \frac{\dot{P} - \dot{P}_i}{P_i} \right| \simeq \frac{4GM}{c^3} \left( \frac{v_{\perp}}{d_m} \right)^2, \quad (5.5)$$

и для пульсара B2127+11D

$$\max \left| \frac{\dot{P} - \dot{P}_i}{P_i} \right| \simeq 5.8 \times 10^{-24} \text{ с}^{-1} \quad \text{и} \quad 5.8 \times 10^{-23} \text{ с}^{-1}$$

при массе черной дыры  $10^3 M_{\odot}$  и  $10^4 M_{\odot}$ , соответственно. Полученные величины снова на несколько порядков меньше типичных точностей измерения первой производной периода миллисекундных пульсаров. Таким образом, влияние черной дыры промежуточной массы на изменение периодов и их производных известных миллисекундных пульсаров в шаровых скоплениях оказывается слишком малым для их обнаружения современными приборами.

### 5.3 Пульсар в галактике позади шарового скопления

В заключение рассмотрим гипотетический случай расположения миллисекундного пульсара позади шарового скопления, на значительном удалении (несколько килопарсек) и небольшом угловом расстоянии от центра скопления. Понятно, что вероятность такого случая невелика, тем не менее, уже сейчас имеются наблюдательные примеры подобного взаимного расположения объектов (в частности, пульсар J1748-2446B, позднее переименованный в PSR J1744-2444, в шаровом скоплении Terzan 5. Для последующих оценок примем это угловое расстояние таким же как для пульсара B2127+11D,  $0.019'$ , а расстояние между шаровым скоплением M15 и пульсаром 3 кпс (т.е. пульсар находится где-то в гало). Из Рис. 5.1 видно, что для таких расстояний радиус Эйнштейна-Хвольсона возрастает до нескольких сотен а.е. Скорость объектов гало и Галактики для оценки примем  $\sim 200$  км/с. Тогда максимальное относительное запаздывание сигнала, регистрируемое за 5 лет, составит  $\sim 2$  мкс при массе черной дыры  $10^3 M_{\odot}$  и на порядок больше при массе  $10^4 M_{\odot}$ . Отметим, что значительное увеличение запаздывания сигнала слабо зависит от расстояния между шаровым скоплением и пульсаром, а связано с существенно большей скоростью объектов Галактики по сравнению со скоростями объектов шаровых скоплений. При этом влияние запаздывания на изменение периода пульсаций по-прежнему будет малым из-за большой величины минимального прицельного параметра  $d_m$  по сравнению с  $v_{\perp}(t - T_0)$ .

### 5.4 Заключение

В настоящей главе диссертации рассмотрена возможность использования многолетних наблюдений МПИ известных миллисекундных пульсаров в шаровых звездных скоплениях для обнаружения черных дыр промежуточных масс

$(10^3 - 10^4)M_{\odot}$ , предположительно находящихся в их центрах. Для семи радиопульсаров, расположенных наиболее близко к центру шарового скопления, в котором они находятся, получены оценки максимальной ожидаемой величины запаздывания сигналов за 5 лет наблюдений.

Показано, что существующие в настоящее время наблюдательные инструменты позволяют на пределе их точности обнаружить возможные временные запаздывания сигналов от нескольких из рассмотренных пульсаров, если масса центральной черной дыры порядка  $10^4 M_{\odot}$ , однако это потребует значительной длительности наблюдений. Обнаружение менее массивных центральных черных дыр методами хронометрирования известных пульсаров оказывается пока проблематичным или невозможным.

Тем не менее отметим, что использование методов точного хронометрирования миллисекундных пульсаров уже сейчас, и в недалеком будущем (с улучшением точности и чувствительности измерительной аппаратуры, обнаружением пульсаров, расположенных на угловых расстояниях долей секунды от центров шаровых скоплений, обнаружением галактических пульсаров, находящихся позади скоплений, корректном анализе низкочастотного шума и т.д.) может оказаться одним из немногочисленных способов непосредственной регистрации черных дыр промежуточных масс в центрах шаровых скоплений. Более того, такой подход справедлив и для поиска темных, массивных объектов в Галактике, о чем пойдет речь в следующей главе.

## Глава 6

# Наблюдения пульсара B0525+21

Как уже было отмечено во Введении на сегодняшний день надежно установлено, что значительная часть вещества как Вселенной, так и Галактики, является невидимой. Как было показано еще в ранних работах Оорта (1960) и Баккала (1984), распределение и движение звезд выше и ниже плоскости Галактики подразумевают наличие в ней несветящейся массы, которая составляет около  $0.185M_{\odot}\text{пк}^{-3}$ , тогда как подсчет всех известных звезд, пыли и газа дает только половину этой величины. В предыдущих главах диссертации было подробно рассмотрено применение эффекта Шапиро при анализе данных хронометрирования пульсаров, расположенных в шаровых скоплениях, для поиска и регистрации компактных объектов Галактики и шаровых скоплений, а также черных дыр промежуточной массы, возможно находящихся в центрах некоторых шаровых звездных скоплений. В этой главе будут описаны результаты анализа долговременных наблюдений МПИ пульсара B0525+21.

### 6.1 Анализ моментов прихода импульсов пульсара B0525+21

Временное запаздывание радиосигнала, распространяющегося в гравитационном поле массивного объекта (эффект Шапиро) можно использовать для оценки массы этого объекта. Эффект Шапиро вызывает смещение во времени наблюдаемых радиосигналов, распространяющихся вдоль искривленного пространства-времени. В частности, временная задержка момента прихода импульсов (МПИ) пульсаров в гравитационном поле их спутника в двойной системе была использована для определения их массы (см., например, Рыба, Тейлор 1991; Деморест и др., 2010; Нг и др., 2020). В тоже время некоторые пульсары демонстрируют трудно объяснимые искажения наблюдаемых МПИ. Разница между наблюдаемым МПИ и предварительно рассчитанным МПИ с использованием обычной модели замедления вращения пульсара называется остаточным отклонением МПИ. Обычно предполагается, что получаемые остаточные отклонения вызваны нестабильностью вращения пульсара, например, колебаниями тензора инерции (гличами), изменениями крутящего момента, прецессией. По-

мимо перечисленных причин, остаточные отклонения могут возникать также из-за движения массивного тела вблизи луча зрения. Как было показано в предыдущих главах диссертации, любые массивные объекты, расположенные вблизи луча зрения наблюдателя, должны вызывать задержку времени прихода сигнала пульсара и проявляться в качестве дополнительного шума при регистрации МПИ.

В терминах спроектированной на небесную плоскость скорости пульсара  $V_P$  относительно отклоняющего тела с массой  $M$  и момента времени наибольшего сближения этого тела с лучом зрения  $T_0$  эффект Шапиро можно записать в виде (4.5). Это выражение было получено в предположении, что минимальное значение прицельного параметра  $d$  много меньше расстояния от наблюдателя до пульсара и до отклоняющего тела, а также, что величина угла между единичными векторами, направленными от наблюдателя к пульсару и к отклоняющему телу, много меньше единицы. При этом оставлена только изменяющаяся во времени часть запаздывания и исключена (почти) постоянная составляющая запаздывания. Введем определение  $r_M \equiv GM/c^3$  и перепишем выражение (4.5) в следующем виде:

$$\Delta t = -2r_M \cdot \ln(1 + \beta^2 \cdot (t - T_0)^2) . \quad (6.1)$$

Из этого выражения видно, что эффект Шапиро по мере приближения к моменту максимального сближения  $T_0$  массивного тела с лучом зрения будет вызывать резкий рост кривой амплитуды запаздывания МПИ во времени. Наличие такого рода искажений в МПИ позволяет идентифицировать этот эффект в наблюдательных данных.

С целью поиска характерной модуляции МПИ, вызываемой эффектом Шапиро, были проанализированы данные хронометрирования нескольких пульсаров, полученные в Лаборатории реактивного движения (Jet Propulsion Laboratory) в период с 1968 по 1983 годы (Даунс, Рейхли 1983; Кордес, Даунс 1985; Даунс, Краузе-Полстрофф 1986). Данные МПИ были обработаны с помощью алгоритма, разработанного Дорошенко, Копейкиным (1990) с использованием стандартной подгонки астрометрических параметров пульсара и параметров его вращения. Из анализа полученных остаточных отклонений МПИ для пульсара PSR B0525+21 можно сделать вывод о регистрации события, которое может быть вызвано эффектом Шапиро. После вычитания наиболее подходящего для этого пульсара полинома, наблюдаются значительные остаточные отклонения МПИ (Рис. 6.1). Обращает внимание тот факт, что их временная зависимость имеет ту же функциональную форму, что и в случае близкого к лучу зрения пролета массивного отклоняющего тела.

Процедура аппроксимации параметров задержки Шапиро (уравнение 6.1) основана на ее включении в дифференциальную формулу хронометрирования параметров пульсара с последующей подгонкой астрометрических параметров пульсара и параметров его вращения методом наименьших квадратов, так же как и параметров  $r_M$ ,  $\beta^2$ ,  $T_0$ , которые описывают временное запаздывание в

гравитационном поле массивного тела (детали см. Блендфорд, Тьюкольский 1976). Для модуляции, которая описывается выражением 6.1, можно видеть, что частные производные для дифференциальной формулы хронометрирования равны:

$$\frac{\partial \Delta t}{\partial r_M} = -2 \ln(1 + \beta^2(t - T_0)^2) \quad (6.2)$$

$$\frac{\partial \Delta t}{\partial \beta^2} = -\frac{2r_M(t - T_0)^2}{1 + \beta^2(t - T_0)^2} \quad (6.3)$$

$$\frac{\partial \Delta t}{\partial T_0} = -\frac{4r_M\beta^2(t - T_0)}{1 + \beta^2(t - T_0)^2}. \quad (6.4)$$

Из этих уравнений следует, что если предположить общепринятую модель замедления вращения пульсара, описывающую момент прихода  $N$ -го импульса пульсара как

$$N = N_0 + f(t - t_0) + \frac{1}{2}\dot{f}(t - t_0)^2 + \dots, \quad (6.5)$$

тогда параметры  $\partial \Delta t / \partial T_0$  и  $\partial \Delta t / \partial \beta^2$  будут почти постоянными, умноженными на частоту вращения пульсара  $f$  и ее производные  $\dot{f}$ . Действительно, наши вычисления показывают, что построенная система нормальных уравнений для глобальной подгонки параметров вращения пульсара, его астрометрических параметров и параметров задержки Шапиро оказалась почти вырожденной, а параметры  $T_0$  и  $\beta^2$  сильно коррелируют с параметрами  $f$  и  $\dot{f}$ . Более того, если момент максимального сближения массивного тела с пульсаром  $T_0$  не попадает в диапазон наблюдений МПИ, то в этом случае значительная часть задержки Шапиро окажется в параметрах вращения пульсара. В случае пульсара B0525+21 был проанализирован широкий временной диапазон наблюдательных данных, включающий момент наибольшего сближения массивного объекта с лучом зрения. Это позволило получить параметры временной задержки с хорошим уровнем достоверности. Важно отметить, что в использованную для подгонки периода пульсара, производных периода, его положения и собственного движения в модель замедления фазы вращения пульсара были также включены параметры  $r_M$ ,  $\beta^2$ ,  $T_0$ . При этом оценки начальных значений  $T_0$  и  $\beta^2$  были получены из наблюдаемых остаточных уклонений МПИ и данных о собственном движении пульсара.

## 6.2 Результаты анализа

В результате проведенного анализа в долговременных наблюдениях пульсара PSR B0525+21 была обнаружена модуляция остаточных уклонений МПИ, которую можно объяснить как задержку Шапиро в гравитационном поле массивного объекта, расположенного вблизи луча зрения на пульсар. Это первое

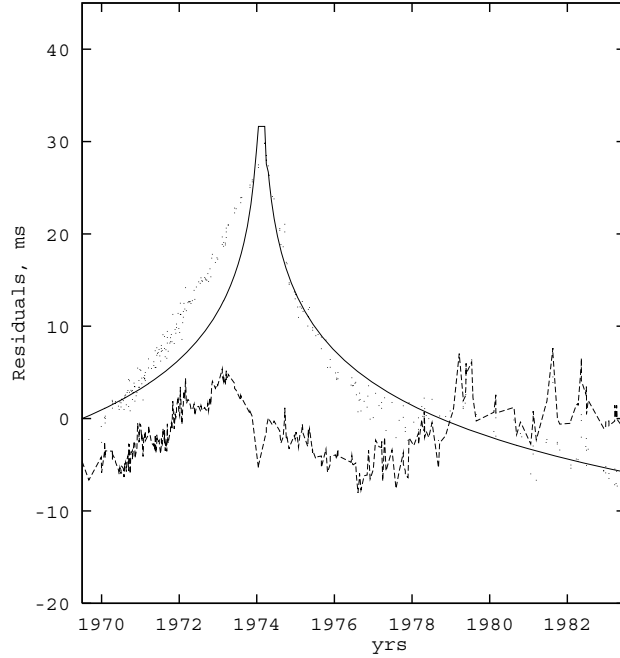


Рис. 6.1. Остаточные уклонения МПИ для пульсара PSR B0525+21. Кружками показаны наблюдаемые остаточные уклонения МПИ после подгонки параметров вращения пульсара и астрометрических параметров. Сплошная линия соответствует задержке Шапиро для подобранных значений параметров массивного объекта. Пунктирной линией показаны остаточные уклонения МПИ после подгонки всех параметров с учетом задержки Шапиро, обусловленной отклоняющим объектом. Результат диссертанта из работы Ларченкова, Дорошенко (1995).

потенциальное детектирование массивного объекта по данным хронометрирования одиночного радиопульсара (Ларченкова, Дорошенко 1995). Получены параметры зарегистрированного события, в частности, оценки массы объекта и расстояний, момент наибольшего сближения с лучом зрения:

$$M \equiv r_M \cdot c^3 / GM_\odot = (330 \pm 50) M_\odot;$$

$$V_P/d = (10^{-7} \pm 7 \cdot 10^{-8}) \text{ c}^{-1}$$

$$T_0 = 2442040.0 \text{ JD} .$$

При этих значениях параметров остаточные уклонения до и после подгонки равны 15 мс и 3 мс соответственно. Модуляция остаточных уклонений, обусловленная этими параметрами, показана на рис. 6.1 сплошной линией. Остаточные уклонения после подгонки изображены пунктирной линией на том же рисунке.

Учитывая тот факт, что пульсары являются наиболее быстро движущимися объектами Галактики, и скорость отклоняющего тела неизвестна, для оценки параметра  $V_P$  можно использовать измеренную для пульсара величину его собственного движения. Величина собственного движения изучаемого пульсара



$\mu_{pls}$  составляет 21 мс дуги в год, расстояние до него  $R_{pls} = 2.3$  кпк (Тейлор и др., 1993). В результате получаем  $V_P \sim \mu_{pls} R_{pls} \approx 200$  км/с и расстояние наибольшего сближения  $d \approx 13$  а.е. Можно предположить, что наблюдаемая дополнительная модуляция МПИ пульсара PSR B0525 + 21 связана с проявлением временного запаздывания радиосигнала, вызванного массивным объектом с массой  $M \approx 330M_{\odot}$ , проходящего вблизи луча зрения. Существование одновременно нескольких отдельных объектов с общей массой  $330M_{\odot}$  маловероятно. Поэтому мы предполагаем, что отклоняющим объектом может быть черная дыра. Как показывают недавние наблюдения, черные дыры с такими массами могут быть образованы в результате слияний черных дыр, от которых с помощью наземных гравитационно-волновых интерферометров LIGO (Ааси и др., 2015) и VIRGO (Асернис и др., 2015) регистрируются гравитационные волны. В частности, в работе Эбботт и др. (2020) сообщается об обнаружении события слияния двух черных дыр, в результате которого образовалась черная дыра с массой около  $150 M_{\odot}$ .

Следует отметить, что наблюдаемая модуляция МПИ для изучаемого пульсара может быть связана с глитчем 1974 года ( $T_0 = 2442064JD$ , Даунс 1982). В этом случае поведение остаточных уклонений напоминает процесс восстановления после глитча, описываемый в рамках двухкомпонентной модели внутреннего строения нейтронной звезды, состоящей из твердой коры и жидкого ядра (Байм и др., 1969; Лайн, 1992; Хоббс и др., 2010). Объяснение наблюдаемой модуляции наличием у пульсара компаньона, который движется по орбите с близким к единице эксцентриситетом, было предложено в работе Родина, Старовойта (2018). Для установления однозначной причины наблюдаемой модуляции МПИ пульсара необходимо продолжать его наблюдения. В качестве необходимости проведения дополнительных наблюдений можно отметить историю с обнаружением маломассивного компаньона (планеты) у пульсара PSR B0329+59, для которого Демянский, Просиньски (1979), а также Бейлес и др. (1993) обнаружили трехлетнюю периодичность остаточных уклонений МПИ. Однако в работе Шабановой (1995) такая периодичность была опровергнута, но была обнаружена периодичность в 16,8 года, которая, в свою очередь, была опровергнута в работе Коначки и др. (1999). Анализ данных, полученных в результате 36-ти летнего мониторинга этого пульсара, показал отсутствие на этом временном масштабе каких-либо периодичностей (Хоббс и др., 2010). В то же время в недавней работе Старовойта и Родина (2017) по другому набору наблюдательных данных продолжает утверждаться наличие периодичности и маломассивного компаньона.

Исключить перечисленные выше объяснения наблюдаемой модуляции МПИ и однозначно подтвердить близкий к лучу зрения пролет массивного тела можно было бы при наличии точных РСДБ-измерений положения пульсара в разные моменты времени исследуемого события. Как уже было показано в предыдущих главах, наличие массивного объекта вблизи луча зрения приводит не только к запаздыванию наблюдаемых МПИ пульсара в гравитационном поле этого объекта, но и к изменению наблюдаемого положения пульсара. Величина смещения положения  $\alpha = 4GM/(c^2d)$  (Мизнер и др. 1973) для изучаемого события

с оцененными выше параметрами составляет  $\sim 0.2''$ , что значительно меньше достижимого предельного значения точности измерения положения по хронометрированию  $\sim 1''$ . Поэтому из данных хронометрирования ее определить не представляется возможным.

Точные РСДБ-измерения положения пульсара могли бы обнаружить различия между его наблюдаемым положением в момент максимального сближения массивного объекта с лучом зрения и положением, измеренным до или после события. Поэтому одновременное хронометрирование и РСДБ-мониторинг пульсаров могут позволить получить реальное подтверждение того, что часть наблюдаемых у пульсаров значительных остаточных уклонений МПИ вызывается именно пролетом массивных небесных объектов вблизи луча зрения на пульсар. Это станет возможным даже в случае, когда характерная временная шкала эффекта  $V_P/d$  окажется короче интервала между сеансами наблюдений. В этом случае отдельные события в остаточных уклонениях МПИ пульсаров можно идентифицировать, если они имеют положительный знак и превышают погрешность измерения.

Стоит также упомянуть, что в случае очень близкого пролета массивного тела к лучу зрения (в пределах радиуса Эйнштейна-Хвольсона) помимо выше перечисленных запаздывания МПИ пульсара и смещения его положения в результате гравитационного линзирования может также наблюдаться увеличение наблюдаемой амплитуды сигнала (Краусс, Смолл 1991).

## Заключение ко второй части

Во второй части диссертации были рассмотрены вопросы, связанные с влиянием гравитационных полей Галактических объектов в хронометрировании пульсаров (эффект Шапиро). Известно, что в результате длительного хронометрирования миллисекундных пульсаров остаточные отклонения моментов прихода импульсов некоторых из них показывают наличие низкочастотного некоррелированного (инфракрасного) шума, предположительно имеющего астрофизическое происхождение. Современные методы хронометрирования пульсаров позволяют достаточно уверенно измерять статистические характеристики таких шумов путем спектрального разложения функции остаточных отклонений моментов прихода импульсов по ортогональным фурье-гармоникам. Пульсары, находящиеся в шаровых звездных скоплениях, в большинстве случаев показывают наличие низкочастотной модуляции фазы и частоты их собственного вращения. Релятивистское запаздывание времени распространения сигнала пульсара в искривленном пространстве-времени случайно распределенных и движущихся звезд шарового скопления (статистический эффект Шапиро) предлагается в качестве одной из возможных причин такой модуляции. Изучение спектральных характеристик низкочастотного шума, вызываемого статистическим эффектом Шапиро и обусловленного случайными пролетами звезд вблизи луча зрения на пульсар, может позволить получить исключительно важную с точки зрения астрофизики информацию о структуре ядра шарового скопления, недоступную для изучения другими наблюдательными методами.

Получена формула статистического эффекта Шапиро для пульсара, находящегося в шаровом скоплении, с учетом малости абберационных поправок, возникающих из-за нестационарности гравитационного поля рассматриваемого, случайно распределенного ансамбля звезд. Полученная формула используется для вычисления автокорреляционной функции низкочастотного пульсарного шума, наклона его спектра мощности и поведения  $\sigma_2$ -статистики, характеризующей спектральные свойства данного шума в виде функции времени. Показано, что влияние статистического эффекта Шапиро проявляется, главным образом, как низкочастотный шум частоты вращения пульсара со спектральным индексом  $n \simeq -1.8$ , весьма слабо зависящий от конкретной модели распределения звезд в шаровом скоплении, а в случае малых значений прицельного параметра - фликкер-шум со спектральным индексом  $n \simeq -1.5$ .

Для пульсаров, расположенных в шаровых звездных скоплениях, предлагается использовать наблюдения релятивистской временной задержки их излучения в гравитационном поле массивного тела (эффект Шапиро), расположенного близко к лучу зрения, для обнаружения невидимых компактных объектов и их идентификации, а также для изучения распределения как видимого так и невидимого вещества в шаровых скоплениях и разных компонентах Галактики. Получены зависимости вероятности событий от галактической широты и долготы источников для двух моделей распределения вещества в Галактике: “классической” модели Баккала и Сонейры (Баккал, Сонейры 1980; Баккал 1986) и более

современной модели Денена и Бинни (1998). На примере трех шаровых скоплений (M15, 47 Tucanae, Terzan 5) показано, что отношения вероятности событий, обусловленных близкими к лучу зрения пролетами массивных объектов Галактики, к параметру  $f^2$  для пульсаров в шаровых скоплениях 47 Tucanae и M15 сравнимы со значениями данной величины при близких пролетах массивных объектов самих скоплений, и значительно выше в случае скопления Terzan 5. Получены оценки частоты таких событий. Определено число объектов вблизи луча зрения в направлении на пульсар, которые могут вызывать характерную для рассматриваемого эффекта модуляцию его МПИ, при этом впервые была учтена популяция коричневых карликов в диске Галактики, концентрация которых сравнима с концентрацией звезд диска.

Рассмотрена возможность регистрации черных дыр промежуточных масс ( $10^3 M_\odot - 10^4 M_\odot$ ), существование которых в центрах некоторых шаровых скоплений предполагается из оптических и инфракрасных наблюдений, используя хронометрирование времен прихода импульсов известных на сегодняшний день миллисекундных пульсаров в шаровых скоплениях. Для некоторых из них, расположенных наиболее близко к центрам скоплений, рассчитаны ожидаемые времена запаздывания импульсов излучения при их прохождении в гравитационном поле центральной черной дыры. Показано, что если масса центральной черной дыры порядка  $10^4 M_\odot$ , максимальное значение временного запаздывания для одного из наиболее близко расположенного к центру скопления пульсара составляет около 0.7 мкс, что в принципе достижимо в наблюдениях, но достаточно проблематично из-за требуемой значительной длительности наблюдений и малости самого эффекта. Для рассмотренных пульсаров задержка импульсов излучения в гравитационном поле черной дыры с массами меньше  $10^4 M_\odot$  будет оказывать пренебрежимо малое влияние на изменение периодов пульсаров и их первых производных по сравнению с современной точностью их измерений.

Тем не менее, использование методов точного хронометрирования миллисекундных пульсаров уже сейчас, и в недалеком будущем (с улучшением точности и чувствительности измерительной аппаратуры, обнаружением пульсаров, расположенных на угловых расстояниях долей секунды от центров шаровых скоплений, обнаружением галактических пульсаров, находящихся позади скоплений, корректном анализе низкочастотного шума и т.д.) может оказаться одним из немногочисленных способов непосредственной регистрации черных дыр промежуточных масс в центрах шаровых скоплений.

Проанализированы долгопериодические наблюдения запаздывания моментов прихода импульсов пульсара B0525+21. Обнаружена долгопериодическая модуляция МПИ этого пульсара, которая может быть объяснена временным запаздыванием радиосигнала (эффектом Шапиро), обусловленным близким к лучу зрения пролетом массивного компактного объекта. Получена оценка массы объекта  $330 \pm 50 M_\odot$  и расстояние наибольшего сближения с лучом зрения  $\approx 13$  а.е.

## Часть III

# Влияние крупномасштабных неоднородностей на спектральные характеристики квазаров

В предыдущих частях диссертации было рассмотрено влияние эффектов, обусловленных движением массивных объектов вблизи луча зрения, на пространственные и временные характеристики внегалактических и Галактических источников электромагнитного излучения. Были получены характерные величины этих эффектов, а также определен уровень точности временных и пространственных измерений, при которых возникает необходимость их учета при анализе наблюдательных данных. Как было отмечено во Введении, помимо двух уже рассмотренных источников информации, а именно, пространственных и временных характеристик наблюдаемых объектов, еще одним источником является спектральная информация (зависимость интенсивности излучения от его длины волны), получаемая из анализа наблюдаемых спектров объектов.

Анализ спектров поглощения (абсорбционных спектров) квазаров и далеких галактик – это один из мощных методов исследования крупномасштабной структуры Вселенной, физических свойств элементов этой структуры, а также параметров межгалактического вещества. В частности, анализ систем линий поглощения леса Лайман-альфа в спектрах далеких квазаров позволяет получать уникальную информацию о свойствах поглощающих объектов, расположенных на луче зрения, которые могут содержать малое количество барионов и не иметь в своем составе звезд, что препятствует регистрации таких темных гало другими способами.

В этой части диссертации будет предложен оригинальный метод анализа систем поглощения леса линий Лайман-альфа, с помощью которого можно получить приближенные оценки вириальных параметров поглощающих темных гало.

## Глава 7

# Лес линий Лайман-альфа как индикатор элементов крупномасштабной структуры

Анализ спектров поглощения квазаров и далеких галактик представляет собой один из методов получения информации о свойствах пространственного распределения вещества Вселенной при разных значениях красных смещений, о свойствах элементов крупномасштабной структуры Вселенной и их эволюции вплоть до масштабов карликовых галактик с массами  $\sim (10^6 - 10^7)M_{\odot}$  (Тегмарк и Залдаряга, 2002; Ирсик и др., 2017; Ирсик и МакКуинн, 2016). В частности, с помощью этого метода можно обнаруживать гало темной материи, содержащие слабоизлучающую барионную материю, а также изучать их свойства.

Цель настоящей главы – разработать подход, который позволит связать наблюдаемые характеристики спектров поглощения квазаров с физическими параметрами поглощающих объектов, в том числе, с параметрами гало, содержащими малое количество барионов. Сравнение полученных параметров поглощающих объектов с результатами численного моделирования и теоретическими оценками позволит усовершенствовать методы анализа и увеличить точность получаемых результатов.

Вскоре после открытия в 1965 году квазаров (Шмидт, 1965) было сделано предположение, что в их спектрах должна присутствовать линия поглощения Лайман-альфа, возникающая из-за поглощения фотонов в межгалактической среде (Ганн, Петерсон, 1965; Шкловский, 1965). Линия поглощения Лайман-альфа ( $Ly_{\alpha}$ ) – это переход с первого энергетического уровня атома водорода на второй энергетический уровень. Длина волны этого перехода составляет 121.6 нм и приходится на УФ-диапазон электромагнитного спектра, однако из-за значительного красного смещения квазаров линия наблюдается в оптическом диапазоне. Лес линий  $Ly_{\alpha}$  представляет собой ряд линий поглощения, регистрируемых в спектрах далеких галактик и квазаров при распространении их излучения через несколько расположенных на луче зрения поглощающих облаков с раз-

ными значениями красного смещения. Лес линий  $Ly_{\alpha}$  был обнаружен в 1970 году при наблюдении самого далекого из известных на тот момент квазаров (Линдс, 1970). Наблюдаемый на малых значениях красного смещения лес линий поглощения связывают с окружением отдельных галактик и филаментов, так называемой окологалактической средой (circumgalactic medium).

Изучению линий поглощения квазаров посвящено значительное количество публикаций (см., например, Раух и др., 1997; Бекер и др., 2007; Балашев и др., 2014, 2019, а также ссылки в этих публикациях). Современное состояние проблемы, связанной с наблюдениями, численным моделированием и интерпретацией леса линий  $Ly_{\alpha}$  представлено в нескольких обзорах (см., например, Раух, 1998; Мейксин, 2009; МакКуинн, 2016). Свойства наблюдаемой и моделируемой крупномасштабной структуры Вселенной также неоднократно обсуждались многими авторами (см., например, Дорошкевич и др., 2004; ван де Вейгерт и Платен, 2011; ван де Вейгерт, 2014; Либескинд и др., 2018).

Наблюдаемые линии  $Ly_{\alpha}$  в спектрах квазаров, которые получены с помощью современных спектрографов высокого разрешения с  $FWHM \sim 10$  км/с, хорошо разрешаются и характеризуются следующими параметрами: доплер-параметром  $b$ , который связан с шириной линии соотношением  $b = \sqrt{2}\sigma$ , лучевой концентрацией нейтрального водорода  $N(HI)$  и значением красного смещения  $z$ . В рамках стандартной  $\Lambda$ CDM космологической модели численные модели, в которых подобран необходимый однородный фон ионизирующего ультрафиолетового (УФ) излучения, свойства леса линий поглощения нейтрального водорода хорошо воспроизводятся с помощью каустик, образующихся в результате турбулентных движений газа в межгалактической среде (МакКуинн, 2016; Руди и др., 2012; Болтон и др., 2014, 2017; Рораи и др., 2017; Тоннесен и др., 2017). В рамках этих моделей хорошо воспроизводятся наблюдаемые значения доплер-параметра и лучевой концентрации нейтрального водорода (Болтон и др., 2017; Рораи и др., 2017; Тоннесен и др., 2017). При этом, следуя высказанному в работе Шайе (2001) предложению, эти модели не рассматривают свойства темной материи.

Однако такой подход приводит к разделению спектров поглощения металлов в галактиках и спектров поглощения водорода в межгалактической среде. Более того, отнесение всех линий поглощения водорода к межгалактической среде выглядит недостаточно обоснованным. Действительно, для каустик, которые образованы внутри галактик, характерны большие значения лучевой концентрации нейтрального водорода  $\geq 10^{15} \text{см}^{-2}$ , которые могут играть существенную роль в формировании линий поглощения в спектрах квазаров. Более того, сегодня наблюдаются многочисленные популяции маломассивных галактик, такие как карликовые и ультрадиффузные галактики (Уолкер и др., 2009; Мартинес-Дельгадо и др., 2016; Мерит и др., 2016; Ли и др., 2017; Роман и Тражилло, 2017; Ши и др., 2017) с малым количеством барионов и звезд,  $Ly_{\alpha}$  эмиттеры, а в численных моделях образуется значительное количество маломассивных гало темной материи с параметрами, которые затрудняют в них образование звезд (Тамлинсон, 2017; Нааб и Острайкер, 2017; Баллок и Бойлан-Колчин, 2017; Векслер



и Тинкер, 2018). Поэтому возникает необходимость выяснить их возможный вклад в наблюдаемый лес линий  $Ly_\alpha$ . Важно отметить, что карликовые и ультрадиффузные галактики можно рассматривать как “промежуточные” объекты между обычными галактиками и поглощающими облаками, в которых присутствует некоторое количество водорода, но при этом в них нет звезд и, следовательно, металлов. В маломассивных гало, как и в межгалактической среде, образуются слабые линии леса с  $N_{HI} \simeq 10^{13} \text{см}^{-2}$ , которые во многом подобны. Поэтому их трудно различить только с помощью параметров  $N_{HI}$  и  $b$ . Кроме того, сильная зависимость  $N_{HI}$  от ионизирующего УФ-фона также усложняет эту задачу.

В недавней работе Демянского и Дорошкевича (2018) для оценки эволюции во времени взаимного расположения поглощающих каустик было предложено использовать наблюдаемую величину разности красных смещений соседних линий поглощения водорода  $\Delta z_i = z_{i+1} - z_i$ . Для каустик, образованных в межгалактической среде, эта величина определяет расстояние между каустиками вдоль луча света, а для каустик, образованных внутри стабильного гало, определяет случайные скорости в этом гало.

В той же работе было показано, что для каустик, случайно расположенных в изотропно расширяющейся межгалактической среде, можно ожидать со временем увеличения расстояния между ними вдоль луча зрения  $d_{sep} \propto (1+z)^{-2}$ , а также экспоненциальное распределение этих расстояний  $d_{sep}^* = d_{sep}(1+z)^2$ , скорректированных на расширение. Напротив, наблюдаемые расстояния между каустиками, образованными внутри стабильного гало, ограничены размерами гало, определяются соответствующими скоростями и слабо меняются со временем. Таким образом, по эволюционным свойствам линии поглощения водорода в гало подобны линиям поглощения металлов. Учет вышеизложенных факторов позволяет устранить противопоставление систем линий поглощения металлов и водорода, дополнить стандартную модель (МакКуинн, 2016) и разделить наблюдаемые линии  $Ly_\alpha$  леса на следующие две группы.

Первая группа включает одиночные линии, не имеющие близких соседей. Эти линии могут возникать в каустиках, расположенных как в межгалактической среде, так и в отдельных стабильных гало, образованных темной материей и барионами. Функция распределения “скорректированных” расстояний,  $d_{sep}^*$ , близка к экспоненциальной (Демянский и Дорошкевич, 2018), что позволяет связать наблюдаемые линии с отдельными случайно расположенными вдоль луча зрения каустиками, разбегающимися в соответствии с хаббловским расширением.

Вторая группа включает системы нескольких близко расположенных линий поглощения  $Ly_\alpha$ . Как и линии поглощения металлов, эти системы могут быть связаны с каустиками, возникающими в стабильных гало. Функция распределения разности красных смещений соседних линий  $\Delta z_i$  почти постоянна в некотором интервале расстояний и слабо зависит от времени (Демянский и Дорошкевич, 2018). В свою очередь, расстояние между системами линий меняется с красным смещением также, как для первой группы, и функция распреде-

ления “скорректированных” расстояний  $d_{sep}^*$  также близка к экспоненциальной. Это позволяет связать эти системы линий с несколькими каустиками, возникающими в отдельных стабильных гравитационно-связанных гало, расположенных случайно и разбегающихся в соответствии с хаббловским расширением. Подобные модели рассматривались ранее (Рис, 1986; Икеучи, 1986), но без сравнения с наблюдениями и оценки параметров поглощающих объектов.

Для второй группы линий поглощения, включающей системы линий металлов и системы линий  $Ly\alpha$ , можно приближенно восстановить основные параметры галактики или облака, в которых эти линии поглощения образованы. Строго говоря, эта задача некорректна и допускает разные решения. Тем не менее, для понимания природы поглощающих объектов и свойств маломассивных гало полезны даже приближенные оценки.

В настоящей главе анализируются три каталога систем линий поглощения (Боксенберг и Саргент, 2015; Демянский и др., 2006; Данфорс и др., 2016; Демянский и Дорошкевич, 2018), наблюдаемых при разных красных смещениях. При этом сопоставление их параметров проводится при  $z = 0$ . Полученные параметры поглощающих объектов сравниваются со свойствами наблюдаемых галактик, а также свойствами гало в численных моделях.

Дальнейшие вычисления выполнены в рамках стандартной  $\Lambda$ CDM космологической модели со значениями постоянной Хаббла  $H(z)$ , средней плотностью нерелятивистского вещества (темная материя и барионы)  $\langle \rho_m(z) \rangle$ , полученными в работах Комацу и др. (2011); Аде и др. (2016):

$$\begin{aligned} H^2(z) &= H_0^2[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda], \quad H_0 = 67.8 \text{ km/s/Mpc}, \\ \langle \rho_m \rangle &= 2.2 \times 10^{-30} (1+z)^3 \Theta_m \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} = 31(1+z)^3 \Theta_m \frac{M_\odot}{\text{kpc}^3}, \\ \Omega_\Lambda &\simeq 0.72, \quad \Omega_{DM} \simeq 0.24, \quad \Omega_b \simeq 0.04, \quad \Theta_m = \Omega_m/0.28, \end{aligned} \quad (7.1)$$

где  $\Omega_m = \Omega_{DM} + \Omega_b$  и  $\Omega_\Lambda$  – безразмерные плотности нерелятивистского вещества и темной энергии,  $\Omega_b$  – безразмерная плотность барионов.

## 7.1 Наблюдаемые характеристики спектров поглощения

Как уже было сказано в начале настоящей главы, в задачах анализа спектров поглощения квазаров используются следующие основные параметры, которые характеризуют свойства вещества в области поглощения, а именно, доплер-параметр  $b$ , определяемый шириной линии, и лучевая концентрация нейтрального водорода  $N_{HI}$  (или какого-либо иона, например,  $N_{CIV}$ ), зависящая от плотности и степени ионизации, определяемой внешним УФ-фоном. Разность красных смещений соседних линий поглощения  $\Delta z_i$  в случае достаточно больших расстояний определяет расстояние вдоль луча зрения между линиями леса (каустиками) в системе отсчета, сопутствующей материи  $d_{sep}$ , а в случае нескольких

близких линий, образованных в одном облаке, дисперсию случайных скоростей в поглощающем облаке  $v_{kin}$ :

$$d_{sep}(z_i) = \frac{s_0 \Delta z_i}{\sqrt{(1+z_i)^3 + \Omega_\Lambda/\Omega_m}}, \quad v_{kin} = \frac{c \Delta z_i}{1+z_i}, \quad (7.2)$$

$$s_0 = \frac{c}{H_0 \Omega_m^{1/2}} = \frac{7.8 \times 10^3 \text{ Мpc}}{\Theta_m^{1/2}}, \quad \Delta z_i = z_{i+1} - z_i,$$

где  $c$  – скорость света,  $z_i$  – красное смещение линии. Второй случай (наличие систем близких линий) типичен как для систем линий поглощения металлов, образующихся при пересечении луча зрения с галактикой, так и для систем линий поглощения водорода.

Далее анализируются два каталога леса линий  $Ly_\alpha$  и каталог линий поглощения металлов, подобно тому, как было сделано в работе Демянского и Дорошкевича (2018)

### 7.1.1 Свойства систем линий поглощения металлов

Для начала проанализируем каталог так называемых богатых систем линий поглощения металлов. Такие системы обычно связаны либо с наличием галактики на луче зрения, либо с обогащенной металлами окологалактической средой в случае малых красных смещений. Из каталога Боксенберга и Саргента (2015) в диапазоне красных смещений  $2 \leq z \leq 4$  были проанализированы 160 систем поглощения, каждая из которых содержала не менее трех линий углерода CIV. Важно отметить, что для этих систем характерно сравнительно большое значение лучевой концентрации нейтрального водорода  $N_{HI} \geq 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , что типично для внешних районов галактик или близкой к ним окружающей (окологалактической) среды. Для систем линий поглощения были получены следующие средние значения наблюдаемых параметров:

$$\begin{aligned} \langle b \rangle &\approx 41(1 \pm 0.1) \text{ km/s}, & \langle v_{kin} \rangle &\approx 125(1 \pm 0.2) \text{ km/s}, \\ (1+z)^2 \langle d_{sep} \rangle &= \langle d_{sep}^* \rangle \approx 450(1 \pm 0.2) \text{ Мpc}/\Theta_m^{1/2}. \end{aligned} \quad (7.3)$$

Малые значения ошибок полученных средних значений  $b$  и  $v_{kin}$  указывают на их слабую зависимость от красного смещения, что согласуется с медленной эволюцией свойств отдельной галактики.

### 7.1.2 Лес линий Лайман-альфа при больших и малых красных смещениях

Из каталога спектров 19-ти квазаров в диапазоне красных смещений  $3 \geq z \geq 2$  проанализированы 780 систем линий  $Ly_\alpha$  со сложной структурой и малыми

значениями  $\Delta z_i$ , для которых возможно определить значение  $v_{kin}$ . Получены следующие средние значения исследуемых параметров:

$$\langle b \rangle = 29(1 \pm 0.1) \text{ km/s}, \quad \langle v_{kin} \rangle = 16(1 \pm 0.08) \text{ km/s}, \quad (7.4)$$

$$(1+z)^2 \langle d_{sep} \rangle = \langle d_{sep}^* \rangle \approx 40(1 \pm 0.3) \text{ Mpc}/\Theta_m^{1/2}.$$

Как и в случае систем линий металлов, малые значения ошибок указывают на слабую эволюцию  $b$  и  $v_{kin}$ . При этом характерное расстояние между данными системами на порядок меньше расстояния между системами линий металлов.

Для анализа свойств систем линий  $Ly\alpha$ , наблюдаемых на малых красных смещениях  $z \leq 0.5$ , использованы спектры поглощения из работы Данфорс и др. (2016). Проанализированы 1230 систем линий поглощения со сложной структурой, содержащие 5200 линий, и получены следующие средние значения параметров:

$$\langle b \rangle = 32(1 \pm 0.1) \text{ km/s}, \quad \langle v_{kin} \rangle = 58(1 \pm 0.4) \text{ km/s}, \quad (7.5)$$

$$(1+z)^2 \langle d_{sep} \rangle = \langle d_{sep}^* \rangle \approx 56(1 \pm 0.4) \text{ Mpc}/\Theta_m^{1/2}$$

Заметные ошибки полученных средних значений параметров  $v_{kin}$  и  $d_{sep}^*$  указывает на разнообразие наблюдаемых поглощающих объектов, которые главным образом связывают с внешними областями галактик и галактической газовой короной.

Полученные результаты находятся в хорошем согласии с двухкомпонентной моделью поглощающих объектов (Демянский, Дорошкевич, 2018), в которой линии поглощения связаны с каустиками, возникающими в турбулизованной среде (Болтон и др., 2017; Тоннесен и др., 2017), при этом заметная часть каустик образована внутри почти стабильных облаков с преобладанием темного вещества. Такие облака могут входить в структурные элементы (филаменты), участвуя в хаббловском расширении. Эта модель качественно согласуется с интерпретацией систем линий поглощения тяжелых элементов, которые наблюдаются при попадании галактики на луч зрения. Тем не менее, использованные методы выделения систем линий леса  $Ly\alpha$  не позволяют однозначно отнести линии поглощения нейтрального водорода либо к стабильным облакам либо к межгалактической среде, поэтому нуждаются в совершенствовании.

Отметим, что полученные в выражениях (7.3)–(7.5) средние значения параметров соответствуют современным представлениям об эволюции плотных облаков и структуры Вселенной. В частности, для систем линий металлов среднее значение доплер-параметра 41 км/с меньше среднего значения дисперсии скоростей 125 км/с в поглощающих объектах, что соответствует наблюдаемой структуре галактик. Напротив, для леса линий  $Ly\alpha$  при больших красных смещениях среднее значение доплер-параметра 29 км/с вдвое больше дисперсии скоростей 16 км/с в поглощающих объектах. Для леса линий  $Ly\alpha$  при малых красных смещениях среднее значение дисперсии скоростей 58 км/с в поглощающих объектах примерно вдвое больше среднего значения доплер-параметра

32 км/с, что может свидетельствовать о росте гравитационного потенциала поглощающего объекта при примерном сохранении параметров каустик. Соотношение  $b - v_{kin}$  для таких систем подобно соотношению для систем линий поглощения металлов.

Наблюдаемая сложная структура спектров поглощения объясняет медленную эволюцию доплер-параметра, связанного с турбулентными движениями внутри облака, и медленное возрастание дисперсии скоростей, связанное с медленным ростом гравитационного потенциала облака.

## 7.2 Поглощающие облака как элементы структуры Вселенной

Изучение свойств объектов, для которых наблюдается лес линий  $Ly\alpha$ , не ограничивается только оценкой основных параметров этих линий. Важной задачей является оценка физических характеристик поглощающих объектов с целью сравнения с предсказаниями теории и результатами численного моделирования. Однако для адекватного решения этой задачи на сегодняшний день недостаточно имеющейся информации.

Как было отмечено выше, с математической точки зрения такая задача является некорректной. Подобные задачи часто встречаются в физике и астрофизике. Например, к ним относится получение спектра малых возмущений реликтового излучения (Комацу и др., 2011; Аде и др., 2016), где число неизвестных на единицу больше числа уравнений. В результате задача имеет много разных решений (см., например, Дорошкевич, Верходанов 2011).

Для решения любой некорректной задачи необходимо использовать “наиболее естественные” дополнительные предположения, свойственные этой задаче. В нашем случае будем предполагать, что два измеряемых параметра – расстояние между системами линий поглощения  $d_{sep}$  и дисперсия скоростей  $v_{kin}$  внутри поглощающих облаков, содержащих каустики, связаны с массой, размером, средней плотностью и энтропией этих облаков.

### 7.2.1 Физическая модель поглощающих облаков

Рассмотрим однородную систему отдельных сферически-симметричных, стабильных поглощающих облаков. Характерное расстояние между облаками  $\langle d_{sep} \rangle$  определяется их размером  $R_{vir}$  и средней плотностью системы облаков  $\langle n_{cl}(z) \rangle$ :

$$\langle d_{sep} \rangle \approx \frac{1+z}{\langle n_{cl}(z) \rangle \pi \langle R_{vir}^2 \rangle}, \quad \langle n_{cl}(z) \rangle \simeq \frac{f_m \langle \rho_m(z) \rangle}{\langle M_{vir} \rangle}, \quad (7.6)$$

где  $\pi \langle R_{vir}^2 \rangle$  – средняя поперечная площадь стабильного вириализованного облака со средней массой  $\langle M_{vir} \rangle$ ,  $f_m$  – доля массы в рассматриваемой популяции поглощающих облаков, зависимость средней плотности нерелятивистского вещества  $\langle \rho_m \rangle$  от красного смещения  $z$  приведена в выражении (7.1). Тогда для

поверхностной плотности облака можно записать

$$\Sigma_{vir} \simeq 0.75 \frac{f_m \langle \rho_m(z) \rangle d_{sep}}{(1+z)} = \frac{d_{sep}^*}{43.5 \text{ Мпс}} \Sigma_0 \Theta_\Sigma, \quad (7.7)$$

$$\Sigma_{vir} = \Sigma_{vir}^* \Theta_\Sigma \Sigma_0, \quad \Sigma_0 = M_\odot / \text{pc}^2, \quad \Theta_\Sigma = f_m \Theta_m,$$

где  $d_{sep}$  и  $d_{sep}^*$  введены ранее. Здесь сделано предположение, что соотношения (7.6) и (7.7) связывают средние характеристики системы подобных элементов, а также используются для описания отдельных элементов.

Для оценки массы облака  $M_{vir}$  и его размера  $R_{vir}$  предположим, что они связаны соотношениями, подобными вириальным:

$$\beta v_{vir}^2 = \frac{GM_{vir}}{R_{vir}}, \quad R_{vir} \simeq 5\beta \frac{\Sigma_0}{\Sigma_{vir}} \left( \frac{v_{vir}}{10 \text{ km/s}} \right)^2 \text{ кpc}. \quad (7.8)$$

Выражение (7.8) справедливо для круговой скорости в сферически-симметричном облаке. Для дальнейших оценок в качестве скорости будем использовать средние значения величины  $v_{kin}$ , полученные в выражениях (7.3)–(7.5). Тогда можно записать

$$M_{vir} = 10^8 M_\odot \frac{\Sigma_0}{\Sigma_{vir}} \left( \frac{v_{kin}}{10 \text{ km/s}} \right)^4 \frac{\beta^2}{f_m \Theta_m} = M_{vir}^* \Theta_M, \quad (7.9)$$

$$R_{vir} \simeq \sqrt{\frac{3M_{vir}}{4\pi\Sigma_{vir}}} = R_{vir}^* \Theta_R, \quad \Theta_M = \frac{\beta^2}{f_m \Theta_m} \quad \Theta_R = \frac{2\Theta_M}{\beta}.$$

Величины  $\Theta_\Sigma$ ,  $\Theta_M$ ,  $\Theta_R$  содержат два неизвестных параметра: случайный фактор  $\beta$ , зависящий от внутренней структуры облака и поля скоростей, и долю массы  $f_m$ , сосредоточенную в облаках.

Полученные выражения (7.9) позволяют оценить массу и размер облака с помощью величин  $v_{kin}$  и  $d_{sep}$ , измеренных для отдельной системы линий поглощения в этом облаке. Используя эти параметры облака, можно оценить значения редуцированной плотности  $G_\rho$  и редуцированной функции энтропии  $G_S$  следующим образом:

$$G_\rho \simeq \rho_{vir} \sqrt{M_{vir}/10^{12} M_\odot} = 2 \times 10^3 (\Sigma_{vir}/\Sigma_0)^{3/2} M_\odot / \text{кpc}^3 = G_\rho^* \Theta_\rho M_\odot / \text{кpc}^3, \quad \Theta_\rho = \Theta_\Sigma^{3/2},$$

$$G_S \simeq T_{vir} \left( \frac{m_b}{\rho_{vir}} \right)^{2/3} \left( \frac{10^{12} M_\odot}{M_{vir}} \right)^{5/6} = \frac{58 \text{ cm}^2 \text{ keV}}{\beta} \sqrt{\frac{\Sigma_0}{\Sigma_{vir}}} = G_S^* \Theta_S \text{ cm}^2 \text{ keV} \quad (7.10)$$

$$T_{vir} = \frac{m_b v_{kin}^2}{2} \simeq \frac{1}{2} \left( \frac{v_{kin}}{10 \text{ km/s}} \right)^2 \text{ eV}, \quad \Theta_S = \frac{1}{\beta \sqrt{f_m \Theta_m}},$$

где  $T_{vir}$  – температура,  $m_b$  – масса бариона, параметры  $\Theta_\rho$  и  $\Theta_S$  содержат неизвестные величины  $\beta$  и  $f_m$ .

Таблица 7.1. Параметры поглощающих облаков для трех проанализированных каталогов систем линий поглощения. Таблица составлена диссертантом из работы Демянский и др. (2020).

	линии металлов	$Ly_{\alpha}, z \sim 3$	$Ly_{\alpha}, z < 1$
$N_{sys}$	160	780	1222
$\langle z \rangle$	3	3	0.3
$\langle b \rangle$ км/с	41(1 ± 0.1)	29(1 ± 0.1)	30(1 ± 0.1)
$\langle v_{kin} \rangle$ км/с	125(1 ± 0.2)	16(1 ± 0.1)	5.3(1 ± 0.1)
$\langle d_{sep}^* \rangle$ Мпк	450(1 ± 0.2)	40(1 ± 0.3)	70(1 ± 0.3)
$\langle M_{vir}^* / M_{\odot} \rangle$	$\sim 10^{12}$	$\sim 3 \times 10^8$	$\sim 4 \times 10^8$
$\langle R_{vir}^* \rangle$ кпк	120(1 ± 0.4)	15(1 ± 0.5)	23(1 ± 0.7)
$\langle \Sigma_{vir}^* \rangle$	18(1 ± 0.8)	1 ± 0.2	1 ± 0.5
$\langle G_{\rho}^* \rangle 10^{-4}$	22(1 ± 0.9)	0.25(1 ± 0.4)	0.8(1 ± 0.8)
$\langle G_s^* \rangle$	1.4(1 ± 0.3)	4.1(1 ± 0.1)	14(1 ± 0.9)

### 7.3 Восстановленные параметры поглощающих облаков

Полученные оценки параметров поглощающих объектов для трех рассмотренных каталогов систем линий поглощения представлены в таблице 7.1 и на рис. 7.1–7.3. В этой таблице приведены следующие параметры:  $N_{sys}$  – количество проанализированных систем линий поглощения;  $\langle z \rangle$  – среднее значение красного смещения линий поглощения в каталоге;  $\langle b \rangle$  – среднее значение доплер-параметра в км/с;  $\langle v_{kin} \rangle$  – среднее значение дисперсии случайных скоростей в облаке в км/с;  $\langle d_{sep}^* \rangle$  – среднее расстояние между каустиками (облаками), скорректированное на расширение, в Мпк;  $\langle M_{vir}^* / M_{\odot} \rangle$  – средняя масса облаков в единицах массы Солнца;  $\langle R_{vir}^* \rangle$  – средний размер облаков в кпк;  $\langle \Sigma_{vir}^* \rangle$  – средняя поверхностная плотность облаков;  $\langle G_{\rho}^* \rangle 10^{-4}$  – средняя редуцированная плотность облаков с фактором  $10^{-4}$ ;  $\langle G_s^* \rangle$  – средняя редуцированная функция энтропии.

Важно отметить, что полученные результаты искажены ошибками наблюдений и сложной процедурой отождествления линий, а также сделанными упрощающими предположениями. В частности, наблюдаемые линии возникают при поглощении излучения в облаках неправильной формы со сложной структурой, образованных в результате случайных возмущений плотности и скорости. При расчетах облака предполагались сферически-симметричными и равновесными, а скорости рассматривались как круговые. Тем не менее, полученные результаты позволяют количественно сравнить свойства галактик и маломассивных гало и получить информацию для плохо исследованной области мелкомасштабной космологии. Для получения более аккуратных результатов необходимы более представительные спектры поглощения с отождествлением линий при всех

красных смещениях, а также использование предложенной выше методики для анализа спектров, полученных в численных моделях.

### 7.3.1 Параметры систем линий поглощения металлов

Полученные из анализа систем линий поглощения металлов (7.3) оценки параметров поглощающих объектов (облаков) приведены в таблице 7.1. Из этой таблицы можно видеть, что средняя масса облаков оказалась несколько больше ожидаемого значения, характерного для галактик, собственно, в которых и находятся металлы. При этом оценка среднего размера облаков достаточно близка к характерному размеру галактик, что свидетельствует о перспективности предложенного метода. На верхней панели рис. 7.1 приведено полученное распределение поглощающих облаков по массам  $f_{obj}$  с фактором 10. Там же для сравнения штриховой линией показано распределение по массам  $F_{obj}(z_f, M)$ , полученное в модели Пресса-Шехтера (Пресс, Шехтер, 1974; Клыпин и др., 2011) со спектром возмущений Гаррисона-Зельдовича (Бардин и др., 1986):

$$F_{obj}(z_f, M) = 19x_m(1 + 0.8/y^{0.6}) \exp(-y^2), \quad (7.11)$$

где

$$y = 0.36(1 + z_f)x_m^{0.077}(1 + 0.3x_m^{0.133} + 0.6x_m^{0.333}),$$

$$x_m = 2 \times 10^{-14}x_0M/M_\odot.$$

Функция  $F_{obj}(z_f, M)$  имеет два свободных параметра – красное смещение  $(1+z_f)$  и перенормировку массы  $x_0$ . В соответствии со средним значением красного смещения для использованного каталога линий поглощения принято значение  $(1+z_f) \simeq 4$ , перенормировка массы  $x_0$  выбрана  $\simeq 10$ . При использовании этих значений свободных параметров теоретическое распределение по массам находится в хорошем согласии с распределением  $10f_{obj}$ , полученным из анализа каталога линий поглощения металлов.

Теперь посмотрим, совпадают ли полученные оценки поверхностной плотности темной материи, редуцированной средней плотности и редуцированной средней энтропии для рассмотренного каталога систем линий поглощения металлов со значениями этих параметров в случае наблюдаемых галактик и скоплений галактик. Например, из анализа 100 скоплений галактик (Эрбоне и др., 2019) с массами  $M_{vir} \simeq 10^{14}M_\odot$  получаем следующие оценки исследуемых параметров:

$$\langle \Sigma_{vir} \rangle \simeq 55(1 \pm 0.17)M_\odot/\text{pc}^2, \quad (7.12)$$

$$\langle G_\rho \rangle \simeq 2 \times 10^6(1 \pm 0.3)M_\odot/\text{kpc}^3, \quad \langle G_S \rangle \simeq 3(1 \pm 0.1)\text{cm}^2\text{keV},$$

Для 53 галактик (Свотерс и др., 2009) с массами  $M_{vir} \simeq (10^9 - 10^{11})M_\odot$  получаем оценки:

$$\langle \Sigma_{vir} \rangle \simeq 59(1 \pm 0.5)M_\odot/\text{pc}^2, \quad (7.13)$$



$$\langle G_\rho \rangle \simeq 10^6(1 \pm 0.7)M_\odot/\text{kpc}^3, \quad \langle G_S \rangle \simeq 4(1 \pm 0.3)\text{cm}^2\text{keV}.$$

Сравнение оценок, приведенных в выражениях (7.12) и (7.13) исследуемых параметров, показывает, что они имеют близкие значения, несмотря на существенное различие (несколько порядков величины) их массы. Это можно рассматривать, как указание на слабую связь этих параметров с массой объекта в случае галактик и скоплений галактик. При этом, как можно видеть из рис. 7.1, слабая связь исследуемых параметров с массой облака подтверждается и в случае проанализированного каталога линий металлов. Сравнение полученных для галактик и скоплений галактик оценок поверхностной плотности темной материи, редуцированных средней плотности и энтропии с оценками для рассмотренных каталогов систем линий поглощения (см. таблицу 7.1) показывает, что даже с учетом значительных неопределенностей в предложенном подходе, они оказываются ближе к значениям, полученным для систем линий поглощения металлов, чем для систем леса линий поглощения  $Ly_\alpha$ .

Теперь сопоставим полученные результаты проведенного нами анализа с результатами численного моделирования. Следует отметить, что в каталогах, полученных в численных моделях (см., например, Клыпин и др., 2011), представлены гало в широком интервале масс, плотностей и других параметров. Поэтому в больших численных моделях можно найти представительные выборки с разными значениями параметров гало. Например, как было показано в работе Демянского и др. (2020) из каталога, полученного в численной модели (Клыпин и др., 2011), была сформирована выборка, состоящая из  $4 \times 10^3$  гало с массами  $(10^{10} - 10^{12})M_\odot$ , для которой получены следующие значения параметров:

$$\langle \Sigma_{vir} \rangle \simeq 47(1 \pm 0.8)M_\odot/\text{pc}^2, \quad (7.14)$$

$$\langle G_\rho \rangle \simeq 0.8 \times 10^6(1 \pm 0.9)M_\odot/\text{kpc}^3, \quad \langle G_S \rangle \simeq 10(1 \pm 0.5)\text{cm}^2\text{keV}.$$

Эти значения близки к значениям, полученным для наблюдаемых скоплений галактик (7.12) и галактик (7.13). Важно отметить, что проанализированная выборка гало составляет лишь незначительную долю ( $\sim 10^{-4}$ ) всех гало каталога численной модели.

### 7.3.2 Параметры леса линий Лайман-альфа

Результаты восстановления параметров поглощающих облаков для каталога леса линий поглощения  $Ly_\alpha$  значительно отличаются от результатов, полученных для каталога линий поглощения металлов. Во-первых, массы этих облаков ожидаемо в  $\sim 10^4$  раз, а размеры  $\sim 10$  раз меньше, что согласуется с предположением об отсутствии в них звезд и, вероятно, соответствует их более позднему рождению (при  $z \leq 10$ , после реионизации и вторичного разогрева межгалактического газа). Для этих объектов поверхностная плотность, редуцированные средняя плотность и энтропия с учетом значительных ошибок слабо зависят от красного смещения с учетом значительных ошибок, что может указывать на

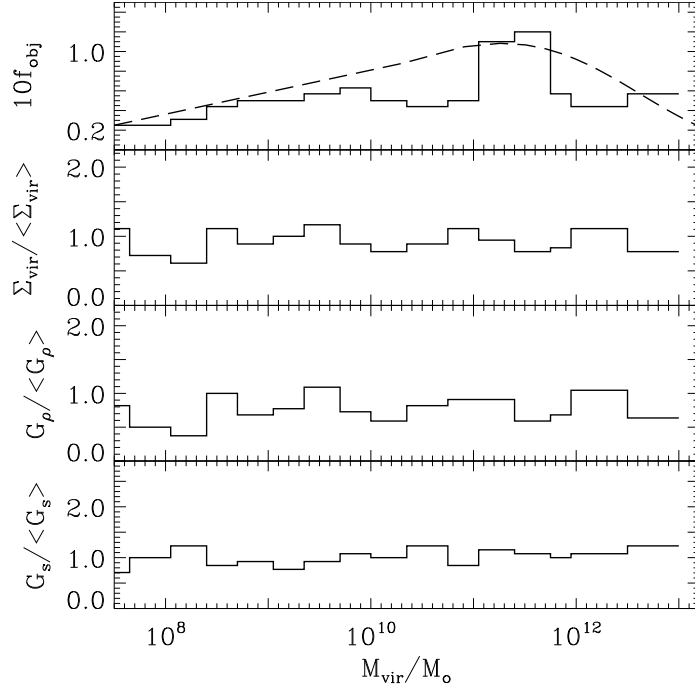


Рис. 7.1. Для выборки 160 систем линий металлов при больших красных смещениях представлены доля поглощающих объектов  $f_{obj}$  (распределение по массам) с коэффициентом 10, поверхностная плотность  $\Sigma_{vir}/\langle\Sigma_{vir}\rangle$ , редуцированная средняя плотность  $G_\rho/\langle G_\rho\rangle$  и энтропия  $G_s/\langle G_s\rangle$  в зависимости от массы поглощающих объектов  $M_{vir}/M_\odot$ . Штриховой линией показано распределение объектов по массам  $F_{obj}$ , полученное в модели Пресса-Шехтера с заданной нормировкой. Совместный результат из работы Демянский и др. (2020).

близость свойств таких объектов, которые наблюдаются при существенно разных красных смещениях. Это подтверждает стабильность и образование большинства этих объектов при красных смещениях  $z_f \geq 3$ , а также дальнейшее их скучивание в окрестности галактик и/или элементов структуры.

При этом, параметры данных объектов отличаются как от значений исследуемых параметров галактик и скоплений галактик (7.12) и (7.13), так и от значений, полученных для систем линий металлов (см. таблицу 7.1). Это указывает на различия в свойствах этих объектов и галактик, а также на возможные особенности их образования.

Как и в случае анализа каталога систем линий поглощения металлов, на верхней панели рис. 7.2 и 7.3 приведено полученное из анализа распределение поглощающих облаков по массам  $f_{obj}$ . Там же для сравнения штриховой линией показано распределение по массам  $F_{obj}(z_f, M)$ , полученное в модели Пресса-Шехтера со спектром возмущений Гаррисона-Зельдовича. Для рассматриваемых систем приняты значения  $(1 + z_f) \simeq 4$  и  $x_0 \simeq 10^3$  и  $10^4$ .

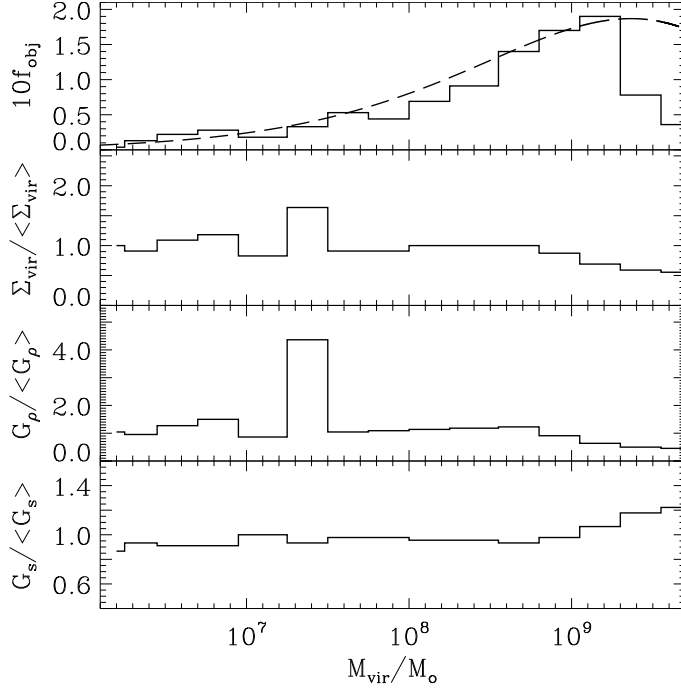


Рис. 7.2. Те же функции, что и на рис. 7.1, представлены для 780 систем леса линий  $Ly_\alpha$  в диапазоне красных смещений  $3 \geq z \geq 2$ . Совместный результат из работы Демянский и др. (2020).

Как и в случае линий поглощения металлов, поверхностная плотность темной материи, редуцированная средняя плотность и энтропия для рассмотренного каталога систем линий поглощения  $Ly_\alpha$  слабо связаны с массой абсорберов. Сравнение с численными моделями показывает, что гало со свойствами, близкими к приведенным в табл. 7.1 для леса линий  $Ly_\alpha$ , составляют существенную долю всех гало численных моделей, в отличие от ранее рассмотренного случая линий поглощения металлов и наблюдаемых галактик. В частности, в работе Демянского и др. (2020) показано, что для выборки  $10^6$  гало с массами  $(10^{10} - 10^{12})M_\odot$  из каталога численной модели (Клыпин и др., 2011), получают следующие значения параметров:

$$\begin{aligned} \langle \Sigma_{vir} \rangle &\simeq 3(1 \pm 0.8)M_\odot/pc^2, \\ \langle G_\rho \rangle &\simeq 10^4(1 \pm 0.9)M_\odot/kpc^3, \quad \langle G_s \rangle \simeq 36(1 \pm 0.7)cm^2keV. \end{aligned} \quad (7.15)$$

Полученные в этом разделе результаты показывают, что гало в каталогах численных моделей, которые можно отождествить с поглощающими объектами в линиях леса  $Ly_\alpha$ , с представляют собой значительную долю популяции невидимых и плохо видимых объектов, определяющих существенную часть плотности Вселенной.

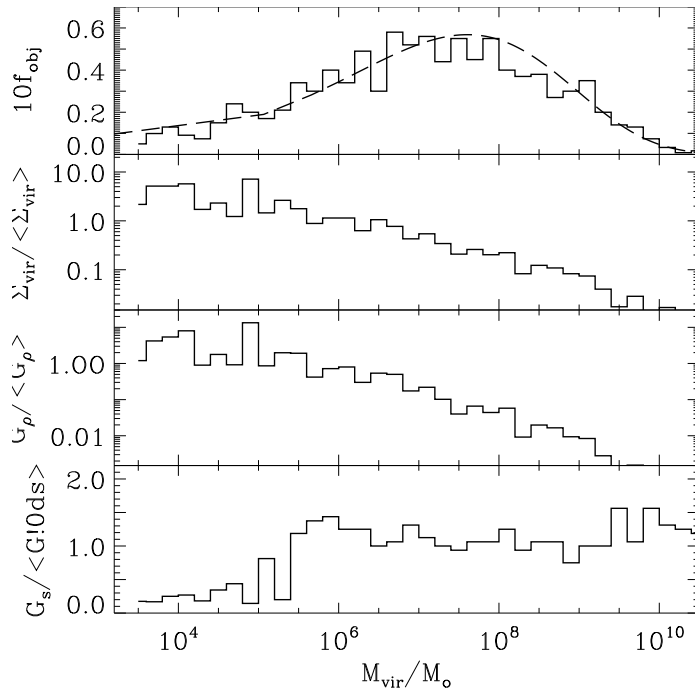


Рис. 7.3. Те же функции, что и на рис. 7.1, представлены для 1230 систем леса линий  $Ly_{\alpha}$  при красных смещениях  $z \leq 0.5$ . Совместный результат из работы Демянский и др. (2020).

## 7.4 Заключение

В настоящей главе предложен метод, позволяющий связать наблюдаемые характеристики спектров поглощения квазаров с физическими параметрами поглощающих облаков (Демянский и др., 2020). Сравнение с численными моделями позволяет усовершенствовать методы анализа, увеличить точность результатов и открывает пути получения новых знаний о плохо изученной области мелкомасштабной космологии, начальных периодах образования галактик. Сравнение поверхностной плотности поглощающего облака  $\Sigma_{vir}$  и лучевой концентрации нейтрального водорода  $N_{HI}$  поможет оценить долю нейтрального водорода и параметры фонового ионизирующего излучения. С развитием наблюдательной астрономии обнаруживается все большее число маломассивных объектов – карликовых и ультрадиффузных галактик (Уолкер и др., 2009; Мартинес-Дельгадо и др., 2016; Мерит и др., 2016; Ли и др., 2017; Роман и Тражилло, 2017; Ши и др., 2017), свойства которых содержат важнейшую информацию о мелкомасштабных возмущениях в ранней Вселенной. Полученную информацию можно сопоставлять с информацией, полученной из анализа спектров поглощения квазаров и других объектов.

Несмотря на то, что предложенный метод оценки параметров поглощающих облаков не является точным, в результате чего количественные оценки получены с невысокой точностью, тем не менее он позволяет обнаружить значительные различия величины  $d_{sep}^*$  для систем линий поглощения металлов, отождествляемых с галактиками, и для леса линий поглощения  $Ly_{\alpha}$ . Аналогичная ситуация наблюдается при сопоставлении оценок средней массы облаков и их средней поверхностной плотности для систем линий поглощения металлов и леса линий  $Ly_{\alpha}$ , приведенных в таблице 7.1. При этом важно отметить, что оценки параметров в случае систем линий поглощения металлов близки к оценкам (7.12)–(7.14), а в случае параметров леса линий  $Ly_{\alpha}$  они близки к оценкам (7.15). Это показывает, что, несмотря на все сделанные приближения, полученные результаты отражают реальные свойства поглощающих объектов в широком диапазоне масс.

Близкие оценки значения поверхностной плотности, полученные и для систем линий металлов (табл. 7.1), и для галактик и скоплений галактик (7.12) и (7.13), указывают на заметную корреляцию их размеров и масс, что делает семейство данных объектов однопараметрическим. Это значит, что по заданной вириальной массе объекта можно приближенно установить его размеры, среднюю плотность и другие параметры.

Подобное утверждение справедливо и в случае леса линий поглощения  $Ly_{\alpha}$ , но прямые наблюдения этих объектов в настоящий момент отсутствуют. Конечно, каталоги гало темной материи с соответствующими значениями поверхностной плотности выделяются в численных моделях (7.15), но это специальные выборки гало.

Корреляцию масс и размеров гало темной материи можно объяснить, например, тем, что эти гало образуются в окрестности высоких максимумов плотности с универсальным профилем плотности вокруг максимумов. Несмотря на то,

что это сильно упрощенное описание, подобное модели Пресса-Шехтера, тем не менее оно отражает некоторые важные особенности процесса их образования. В частности, около таких максимумов случайные возмущения профиля плотности подавлены, и этот профиль определяется соответствующей корреляционной функцией, которая, в свою очередь, определяется общим спектром возмущений. Эта функция связывает высоту максимума с массой и размером будущего гало и делает такую популяцию однопараметрической. Подобная картина может реализоваться в рамках разных моделей рождения галактик, скоплений галактик и других объектов. Эти корреляции трансформируются и частично разрушаются в процессе иерархического сгущивания и релаксации объектов, но они могут быть прослежены как в наблюдаемых объектах (7.12) и (7.13), так и в численных моделях (7.14) и (7.15) (см., например, Нааб и Острайкер, 2017; Завала и Френк, 2019).

Такая картина почти регулярного образования гало темной материи справедлива для массивных гало, однако эти связи ослабевают по мере уменьшения высоты максимума и, соответственно, массы образующегося гало. Критическая масса, разграничивающая области сильной и слабой корреляции, связана с формой спектра возмущений и с моментом равенства плотности релятивистской и нерелятивистской фракций при красном смещении  $z_{eq} \simeq 3400$  (Аде и др., 2016).

Причина различий как в свойствах галактик и менее массивных поглощающих объектов, связанных с линиями поглощения  $Ly - \alpha$ , так и в гало темной материи, полученных в численных моделях, до сих пор не выяснены. Возможно, она связан с ранним, при красных смещениях  $z \geq 10$ , образованием галактик и формированием массивных гало в численных моделях. Этот вопрос требует дальнейшей проверки в специальных численных моделях.

## Заключение к третьей части

В настоящей части предложен метод анализа спектров поглощения квазаров и далеких галактик, с помощью которого возможно связать наблюдаемые характеристики спектров с физическими параметрами поглощающих объектов (облаков), такими как, масса, размер и средняя плотность. В результате анализа трех каталогов, включающих каталог систем линий поглощения металлов, каталог систем линий поглощения Лайман-альфа в диапазоне красных смещений  $3 \geq z \geq 2$  и каталог систем линий поглощения Лайман-альфа для красных смещений  $z \leq 0.5$ , получено указание на то, что регистрируемые системы линий поглощения относятся к двум типам объектов с разными свойствами. Полученные оценки параметров поглощающих объектов в случае систем линий поглощения металлов согласуются с соответствующими оценками параметров галактик. В случае леса линий поглощения  $Ly_\alpha$  параметры поглощающих объектов значительно отличаются от галактических, но при этом близки к параметрам большого числа гало, представленных в численных моделях. Полученные в этой части результаты показывают, что гало в каталогах численных моделей, которые можно отождествить с поглощающими объектами в линиях леса  $Ly_\alpha$ , должны представлять собой значительную долю популяции невидимых и плохо видимых объектов, определяющих существенную часть плотности Вселенной.

Наряду с методами гравитационного линзирования предложенный метод анализа спектров поглощения квазаров представляется перспективным для обнаружения гало темной материи, содержащих слабоизлучающую барионную материю, а также для изучения их физических свойств.

## Часть IV

# Влияние сильного гравитационного линзирования на наблюдаемые характеристики активных ядер галактик



В предыдущих частях диссертации было рассмотрено влияние неоднородностей разных масштабов на пространственную, временную и спектральную информацию, получаемую при исследовании космических объектов. В заключительной части диссертации будет рассмотрено влияние одного из эффектов Общей теории относительности – эффекта гравитационного линзирования.

Основное внимание будет уделено событиям, так называемого, сильного гравитационного линзирования. Такие события возникают при попадании на луч зрения линзы – массивного космического объекта (галактики, скопления галактик), что приводит в наблюдениях к появлению множественных изображений источника. При анализе событий сильного гравитационного линзирования используются все три вида информации. Во-первых, пространственная информация об угловом расстоянии между наблюдаемыми изображениями линзированного объекта излучения, которое определяется массой линзы. Во-вторых, информация о времени запаздывания излучения между наблюдаемыми изображениями, которое определяется свойствами пространства-времени. В-третьих, спектральная информация из анализа наблюдаемых спектров как линзированных объектов, так и объектов – линз. Совокупное использование этих наблюдений позволяет построить модель гравитационно-линзированного объекта, с помощью которой можно решать космологические задачи, например, получать независимые от лестницы расстояний оценки постоянной Хаббла и других параметров космологической модели, изучать распределение темной материи в линзирующем объекте, будь то галактика, или скопление галактик.

В этой части диссертации будет рассмотрено сильное гравитационное линзирование активных ядер галактик с крупномасштабными струями галактиками разных типов, находящимися на луче зрения. Обсуждается использование этого эффекта для решения ряда актуальных задач космологии и астрофизики, а также дальнейшие перспективы обнаружения и использования гравитационно-линзированных систем в широком диапазоне длин волн от далекой инфракрасной области до миллиметров.

## Глава 8

# Моделирование изображений линзированных активных ядер галактик с крупномасштабными струями

Одним из актуальных вопросов современной внегалактической астрономии является вопрос формирования и физических свойств крупномасштабных релятивистских струй плазмы, истекающих из активных галактических ядер, квазаров и радиогалактик. Релятивистская струя из гигантской эллиптической галактики M87, расстояние до которой составляет 16.7 Мпк, как и ее активное ядро наиболее хорошо изучены благодаря близкому пространственному расположению. Этот объект является на сегодняшний день единственным источником, для которого с помощью Телескопа горизонта событий (ЕНТ) получено изображение тени центральной сверхмассивной черной дыры (см., например, Вильгус и др., 2020) и определены ее параметры.

При этом, начиная с 80-х годов прошлого столетия (см., например, Эйхлер, Смит 1983) остается нерешенным вопрос о том, является ли наблюдаемый односторонний выброс этой струи результатом ее направленного на наблюдателя движения, при котором сгустки струи движутся со скоростью, близкой к скорости света, и из-за эффекта Доплера их излучение интенсивнее излучения "контрвыброса", или излучение действительно является анизотропным. Использование эффекта гравитационного линзирования далеких галактических ядер, квазаров, компактных областей радиогалактик, имеющих крупномасштабные релятивистские струи, дает наблюдателям уникальную возможность не только увидеть такие астрофизические объекты, но, возможно, в будущем позволит изучить отдельные детали их выбросов, например, не наблюдаемый в отсутствие линзирования "контрвыброс" струи.

Известно, что в результате гравитационного линзирования компактного источника с релятивистским выбросом возможно появление множественных

изображений как самого источника, так и протяженного выброса. И такие гравитационно-линзированные системы наблюдаются в настоящее время. Наиболее яркими из них в радиодиапазоне являются MG1131+0456 (Хьюитт и др. 1988), PKS1830-211 (Наир и др. 1993), B0218+357 (Патнайк и др. 1993, Патнайк, Поркас, Броун 1995). В связи с этим становится актуальной задача моделирования изображений этих источников, а также исследование их поведения с течением времени. Сопоставление модельных расчетов гравитационно-линзированных источников с наблюдательными данными позволит получить дополнительную информацию как о физических процессах излучения, механизмах его коллимации, так и о распределении плотности вещества в объекте-линзе.

Среди перечисленных гравитационно-линзированных систем с релятивистскими струями особый интерес представляет источник B0218+357. Наличие крупномасштабной струи протяженностью примерно 1 Мпк, наблюдаемой в радиодиапазоне, его значительное удаление от других внегалактических источников и измеренное с хорошей точностью временное запаздывание между его изображениями (Биггс и др. 1999; Кохен и др. 2000), делает исследование этого объекта привлекательным, в том числе, и для независимого определения постоянной Хаббла. Во-первых, источник находится на большом красном смещении  $z = 0.96$  (Патнайк и др., 1993, 1995), при котором пекулярные скорости становятся меньше скоростей закона Хаббла; во-вторых, измерение постоянной Хаббла по временному запаздыванию является прямым методом измерения, т.е. непосредственно измеряется геометрический масштаб гравитационно-линзированной системы (Нарайан, Бартельманн 1996). Заметим, что линзой в данной системе является спиральная галактика (Броун и др. 1993), что само по себе редкое событие, так как наибольшее количество известных на сегодняшний день гравитационных линз являются эллиптическими галактиками. В настоящее время помимо B0218+357 известны только девять систем, в которых линзой является спиральная галактика (Ферон и др. 2009).

Интересными для исследования являются вопросы искажения формы и появления кратных изображений релятивистской струи в случае ее гравитационного линзирования галактикой (Ларченкова и др., 2011а; 2011в). В частности, насколько важно учитывать многокомпонентную структуру спиральной галактики при линзировании струи? Как повлияет на картину линзирования несососность компонент галактики? При каких условиях гравитационного линзирования струи возникают кольцевые структуры в изображении? Оправданно ли предположение о том, что наблюдаемые "радио-кольца" являются изображениями линзированной струи? Изучение поставленных вопросов является целью настоящей главы.

Представляется логичным исследовать гравитационное линзирование струи отдельно на галактиках раннего и позднего типов. Поэтому будут рассмотрены модели распределения поверхностной плотности вещества линз – эллиптических галактик и линз – спиральных галактик. В случае эллиптических галактик рассматривают либо гомеоидное эллиптическое распределение поверхностной плотности массы, либо эллиптический эффективный потенциал линзирования (см.,

например, Кассиола, Ковнер 1993; Корманн и др. 1994). При гомеоидном распределении плотности все поверхности равной плотности представлены концентрическими, подобными и одинаково ориентированными эллипсоидами (Кинг 2002). Ниже при моделировании как эллиптических галактик, так и спиральных, использовались модели распределения поверхностной плотности массы, а не эффективного потенциала, поскольку модели с эллиптическим потенциалом не применимы при больших значениях эллиптичности (Корманн и др. 1994).

При моделировании гравитационного линзирования релятивистской струи спиральной галактикой использовались многокомпонентные модели, предложенные в работе Китона и Кочанека (1998). Выбор моделей в разделе 8.1 обусловлен выполнением следующих основных требований: адекватным физическим описанием наблюдаемых явлений и возможностью представления в аналитическом виде уравнения линзы (наличие дважды непрерывно дифференцируемого потенциала линзирования).

В разделе 8.2 рассматривается гравитационное линзирование бесконечно тонкой релятивистской струи для линз - эллиптических галактик, описываемых моделями сингулярного изотермического эллипсоида и эллипсоида с ядром. Отметим, что эти модели будут использоваться, в том числе, при моделировании отдельных компонент спиральной галактики. Раздел 8.3 посвящен исследованию гравитационного линзирования струи спиральной галактикой. В частности, рассмотрены модель диска и смягченного гало, находящиеся в сингулярном изотермическом гало темной материи, для разных значений их параметров; модель диска Кузмина (Кузмин 1956) в изотермическом гало; модель диска и балджа в изотермическом гало. В первых разделах главы, помимо исследования изображений релятивистской струи, возникающих при гравитационном линзировании галактиками, описываемых как однокомпонентными, так и многокомпонентными моделями распределения поверхностной плотности вещества, проводится и качественное сопоставление возникающих в разных моделях изображений. При этом для адекватного сравнения необходимо зафиксировать пространственное положение релятивистской струи, выбор которого является относительно произвольным, но одинаковым для всех моделей. В последующих разделах при изучении вопроса о возможности образования кольцевых структур в результате линзирования струи требование ее фиксированного пространственного положения снимается. В разделе 8.4 моделируются возникающие изображения "контрвыброса" релятивистской струи для рассмотренных в разделах 8.2 и 8.3 моделей. Применение полученных результатов к источнику B0218+357 обсуждается в разделе 8.5. В заключительном разделе суммируются полученные результаты и обсуждается их возможное применение.

## 8.1 Модели гравитационных линз

Детальное описание теории гравитационных линз можно найти в книге Шнайдера и др. (1999). Здесь мы приведем только основные определения, необ-

ходимые для дальнейшего понимания.

Уравнение линзы осуществляет отображение точек плоскости линзы на соответствующие точки плоскости источника. Для всех рассматриваемых нами моделей уравнение линзы будет записано в безразмерных переменных, отнормированных на радиус Эйнштейна-Хвольсона. Выражение для него выписано в Приложении к этой главе (формула 8.3).

Отношение плотности потока излучения, принимаемого наблюдателем, к плотности потока, которую наблюдатель принимал бы в отсутствии линзы, называется коэффициентом усиления линзы. Кривая в плоскости линзы, в каждой точке которой коэффициент усиления линзы обращается в бесконечность, называется критической кривой. Критические кривые бывают двух типов: тангенциальные и радиальные. Кривая в плоскости источника, являющаяся отображением критической кривой, называется каустикой. Каустические кривые в зависимости от модели распределения вещества линзы бывают разных видов; в рассматриваемых ниже моделях встречаются, например, критические кривые в виде эллипса и каустические кривые типа астроида. Выражения для потенциала линзирования и коэффициента усиления изображений, уравнение линзы приведены вне основного текста в Приложении к этой главе ввиду их громоздкости. Уравнения линзы для всех моделей, выписанные в аналитическом виде, решались численно так называемым методом сетки, когда область предполагаемых решений сканируется с достаточно мелким шагом. Шаг сетки был выбран равным  $10^{-4}$  по обеим координатам, невязка получаемого решения - лучше  $10^{-7}$ .

Для наблюдаемых в радио диапазоне источников, имеющих компактные изображения и протяженную кольцеобразную структуру, одной из возможных интерпретаций их появления является ситуация, при которой линзирование происходит на галактике. При этом компактные изображения соответствуют изображению центрального ядра источника, а протяженная структура связана с изображением релятивистской струи. В общем случае в качестве линз могут выступать галактики разных типов, однако в настоящей работе рассматриваются модели для эллиптических и спиральных галактик.

Релятивистская струя представляется в виде бесконечно тонкого отрезка с постоянной интенсивностью излучения в каждой ее точке. Угол наклона струи  $\alpha$  отсчитывается от оси абсцисс против часовой стрелки. Выбор угла наклона струи и начальная точка струи является произвольным, но во всех рассматриваемых в работе моделях выполняется условие пересечения тангенциальной каустики. Как показал проведенным нами анализ (см. ниже), смещение начальной точки с оси симметрии не приводит к принципиальным изменениям формы изображений; изменяется лишь положение начальных точек изображений и их количество (при положении начальной точки струи вне тангенциальной каустики).

При моделировании изображений струи мы использовали приближение геометрической оптики, которое, как и любое приближение, имеет свои ограничения. Во-первых, световые пучки, приходящие к наблюдателю от линзированного источника, могут оказаться когерентными, что приведет к интерференции этих

пучков. Во-вторых, усиление точечного источника по мере приближения последнего к каустике стремится к бесконечности. Несмотря на указанные недостатки, в подавляющем большинстве случаев гравитационного линзирования приближение геометрической оптики оправданно, а поправки, которые вносит учет волновой оптики, оказываются существенными только для очень компактных источников, например, внегалактических пульсаров. Данный вопрос подробно исследован в книге Шнайдера и др. (1999). Здесь же мы лишь приведем из волновой оптики оценку сверху на значение коэффициента усиления, возникающего при приближении струи к тангенциальной каустике. В модели бесконечно тонкой аксиально симметричной линзы и приближении точечного источника, расположенного вблизи астроида и находящегося на космологическом расстоянии, можно оценить максимальную величину усиления, которая определяется выражением (Шнайдер и др. 1999):

$$\mu_{max} \sim \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{1/3} \left(\frac{\lambda}{10^6}\right)^{-1/3}, \quad (8.1)$$

где  $M$  - масса линзы,  $\lambda$  - длина волны, выраженная в сантиметрах. Для линз массой  $M \sim 10^{10} M_{\odot}$  и радиодиапазона ( $\lambda \sim 1$  см) получаем

$$\mu_{max} \sim 10^{5 \pm 6}.$$

Как мы видим, усиление не бесконечно, но весьма существенно, что не вносит каких-либо изменений в полученные в настоящей работе результаты.

## 8.2 Модели гравитационных линз – эллиптических галактик

Как было отмечено выше, в большинстве наблюдаемых событий гравитационного линзирования с появлением множественных изображений линзой являются эллиптические галактики, для описания которых используют модели либо эллиптической плотности, либо эллиптического эффективного потенциала линзирования. Наиболее хорошо описывают эллиптическую галактику-линзу модели изотермического сингулярного эллипсоида и изотермического эллипсоида с ядром. Форма критических и каустических кривых для этих моделей была детально исследована в работе Корманна и др. (1994).

Поскольку выражения для потенциала эллипсоидов в общем виде сводятся только к эллиптическим интегралам, то будем рассматривать частный случай эллипсоида – сфероид, для которого выражения записываются через элементарные функции (Шмидт 1956). Введем основные обозначения и параметры, используемые в рассматриваемых моделях. Пусть  $q_3$  – отношение осей сфероида, тогда его проекцией на плоскость, перпендикулярную лучу зрения на источник, является эллипс, отношение осей которого равно  $q = \sqrt{q_3^2 \cos^2(i) + \sin^2(i)}$ , где  $i$  – угол наклона сфероида. Угол  $i$ , равный  $0^\circ$ , соответствует тому, что мы видим сфероид “с ребра”, если же  $i = 90^\circ$ , то проекцией сфероида на плоскость является круг.

Уравнение линзы, выражения для потенциала линзирования, т.е. для проекции трехмерного потенциала на плоскость линзы, и усиления изображений приведены в Приложении к этой главе (формулы 8.4-8.6). В этом же Приложении даны выражения для потенциала линзирования и его производных в случае сингулярного изотермического эллипсоида и эллипсоида с ядром (формулы 8.7-8.22).

Результат моделирования для сингулярного изотермического эллипсоида и эллипсоида с ядром представлен на Рисунке 8.1. Для возможности наглядного сопоставления рассмотренных на рисунке случаев выбраны равные углы наклона струи  $\alpha$  и ее длина, составляющие  $60^\circ$  и  $\sim 1.5$  радиуса Эйнштейна-Хвольсона, соответственно. Темным серым цветом показаны каустики, светлым серым – критические кривые, а черным – релятивистская струя, спроектированная на плоскость линзы. Цвет точек изображений струи отвечает разным значениям усиления. Фиолетовым цветом обозначены области, модуль усиления которых лежит в диапазоне от 0 до 1, синим – от 1 до 3, зеленым – от 3 до 7, желтым – от 7 до 10 и красным, если модуль усиления превышает 10. Заглавными буквами обозначены некоторые реперные точки на струе, прописными буквами – соответствующие им точки на изображениях.

Во всех рассматриваемых моделях предполагается, что интенсивность излучения вдоль струи постоянна, что, конечно, не соответствует имеющимся наблюдениям. Однако, если мы знаем коэффициент усиления в каждой точке струи, то, задавая произвольное распределение интенсивности излучения по струе, можно получить распределение интенсивности по ее изображениям.

Рассмотрим модель изотермического эллипсоида с ядром  $s = 0.3$ , и с характерными для эллиптических галактик соотношениями осей сфероида  $q_3 = 0.3$  (Рис. 8.1a) и  $q_3 = 0.6$  (Рис. 8.1б). Видно, что при увеличении параметра  $q_3$  происходит уменьшение размера критических и каустических кривых, а изображение струи, при сохранении формы, несколько сжимается. В целом, изображение струи состоит из отдельных фрагментов, разделенных критическими кривыми. Для случая а) при движении по струе из квадранта III вверх в квадрант I до пересечения тангенциальной каустики в виде астроида наблюдается одно изображение (точка *a*). При пересечении тангенциальной каустики возникают два новых изображения в квадранте II, одно из которых движется от внешней критической кривой вверх в квадрант I, а другое от внешней критической кривой вниз к внутренней критической кривой (точки *b*). Далее при пересечении радиальной критической кривой в виде эллипса возникают два дополнительных изображения в квадранте I, одно из которых движется от внутренней критической кривой вправо к внешней критической кривой в квадранте IV, а второе от внутренней критической кривой в квадранте I движется влево к этой же кривой в квадрант III (точки *в*, *г*). Таким образом, в области, заключенной внутри обеих каустик, образуется пять изображений струи. По мере движения вверх по струе при пересечении каустик происходит обратный процесс, т.е. слияние изображений. При выходе за пределы радиальной каустики остаются три изображения (точки *д*), а тангенциальной каустики – одно изображение (точка *е*).

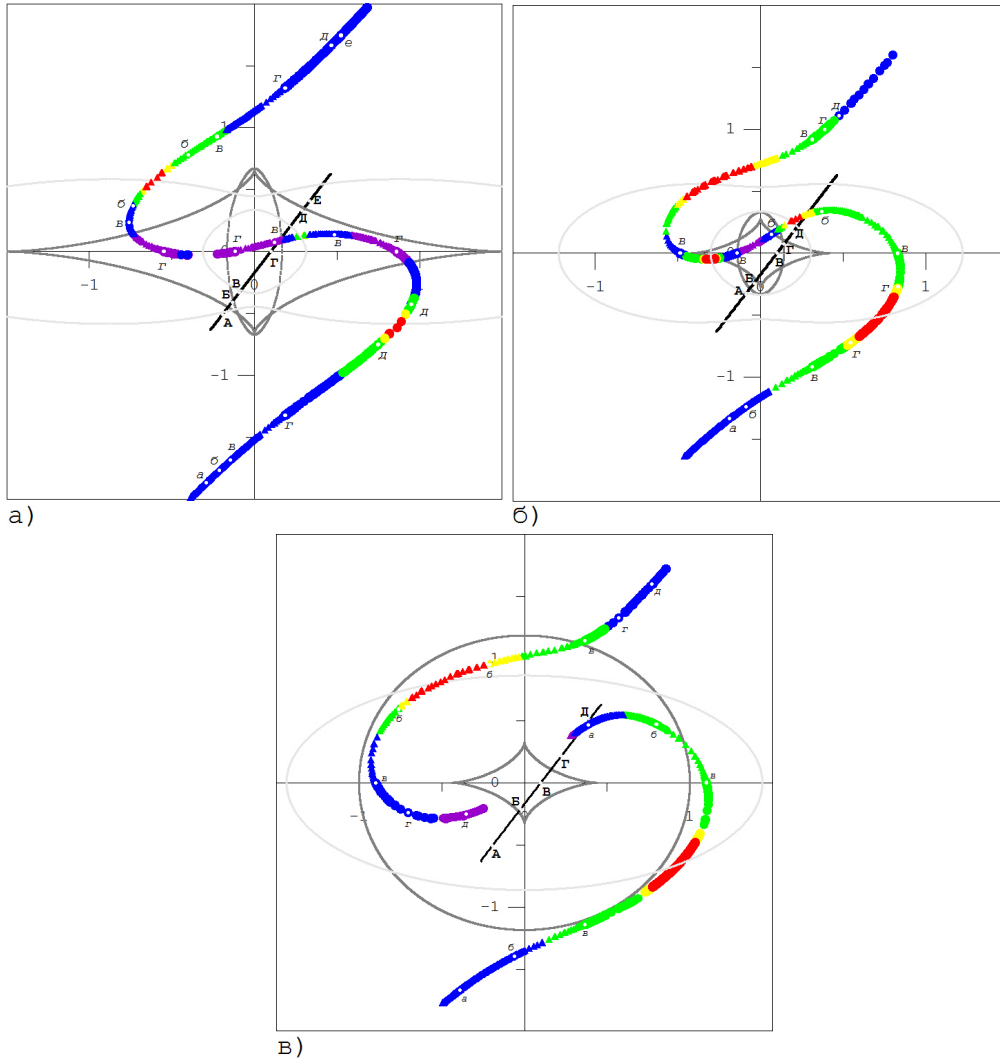


Рис. 8.1. Результат моделирования релятивистской струи для моделей сингулярного эллипсоида и эллипсоида с ядром. Изображение а) соответствует значениям параметров  $q = 0.3$  и  $s = 0.3$ , б) -  $q = 0.6$  и  $s = 0.3$ , в) -  $q = 0.6$  и  $s = 0.0$ . Серым цветом выделены каустические кривые, светло серым - критические кривые; протяженная струя обозначена черной линией; изображения струи в зависимости от значения коэффициента усиления показаны фиолетовым ( $0 < |M| < 1$ ), синим ( $1 < |M| < 3$ ), зеленым ( $3 < |M| < 7$ ), желтым ( $7 < |M| < 10$ ) и красным цветом ( $|M| > 10$ ). Изображения первой половины струи, расположенной в первом квадранте координатной плоскости, обозначены "кружочками", второй половины - "треугольниками". Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2011а).



При заданной конфигурации струи возникают четыре области значительного усиления, показанные красным цветом.

В отличие от Рис. 8.1(а) для случая б) сначала происходит пересечение радиальной каустики и возникают два изображения в квадранте I на внутренней критической кривой, одно из которых движется вправо к внешней критической кривой в квадранте IV, а другое движется влево в квадрант III от внутренней критической кривой в квадранте I (точки *б*). При пересечении тангенциальной каустики появляются еще два изображения в квадранте II, одно из которых движется от внешней критической кривой вверх в квадрант I, а другое от внешней критической кривой вниз к внутренней критической кривой (точки *в*). Далее аналогично случаю а) происходит слияние изображений по мере движения струи вне областей каустических кривых.

Для сравнения рассмотрим модель сингулярного изотермического эллипсоида (Рис. 8.1в). Наличие центральной сингулярности приводит к появлению в плоскости источника области вне каустики, где также существуют множественные изображения. Кривая, ограничивающая эту область в англоязычной литературе называется "cut" (Корманн и др. 1994). При пересечении этой кривой образуется "бесконечно слабое" изображение в начале координат плоскости линзы, которое движется из квадранта I к критической кривой в квадранте IV (точка *а* на Рис. 8.1(в)). При пересечении каустики-астроиды возникают два изображения в квадранте II, одно из которых движется от критической кривой вверх в квадрант I, а другое от критической кривой вниз к центру линзы через квадрант III. Таким образом, в области, заключенной внутри каустики и "cut", образуется четыре изображения струи (точки *б*, *в*), при этом два изображения, расположенные внутри критической кривой имеют одинаковую отрицательную четность. При выходе из области каустики-астроиды два изображения сливаются в квадранте IV. В области вне каустики, но внутри "cut" остаются два изображения (точки *г*, *д*). Вне последнего остается одно изображение.

Из Рис. 8.1 видно, что получаемые изображения для рассмотренных случаев довольно схожи, однако в случае сингулярного изотермического эллипсоида, в отличие от эллипсоида с ядром, возникают только две области сильного усиления (красные дуги, Рис. 8.1в).

Исследуем влияние угла наклона струи  $\alpha$  на картину гравитационного линзирования струи. На Рис. 8.2 показаны результаты моделирования для изотермического эллипсоида с ядром, равным 0.3, и с отношением осей сфероида  $q_3 = 0.6$  для двух значений угла наклона струи  $\alpha = 45^\circ$  (Рис. 8.2а) и  $\alpha = 90^\circ$  (Рис. 8.2б); изображение для  $\alpha = 60^\circ$  показано на Рис. 8.1(б). Проведенные исследования показали, что для фиксированных параметров эллипсоида при углах наклона струи, не совпадающих с координатными осями (осями симметрии), форма изображения струи представляет собой двойную петлю и не меняется существенным образом с изменением  $\alpha$  (Рис. 8.1б, Рис. 8.2а). Но при угле наклона, например, равном  $90^\circ$ , форма изображений струи изменяется, в результате наблюдается "петля" в направлении нелинзированной струи, а в противоположной относительно оси Y области – кольцо диаметром примерно 0.3 радиуса

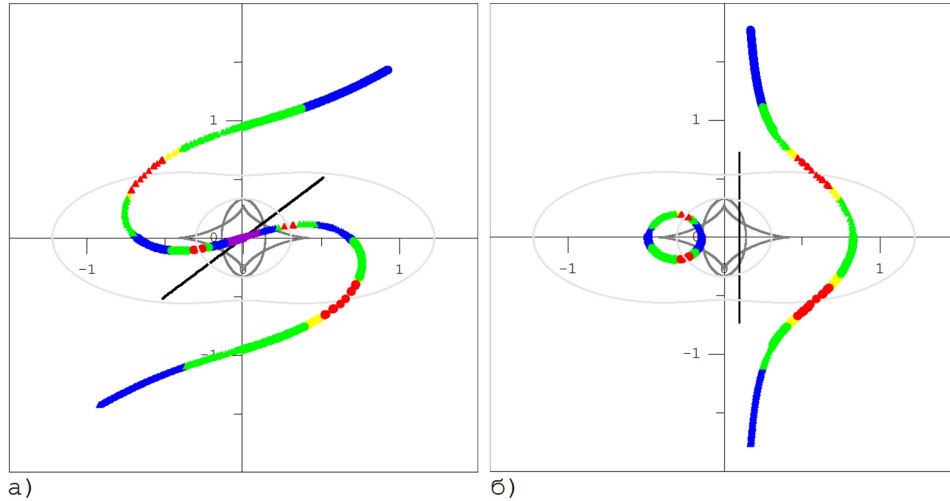


Рис. 8.2. Результат моделирования релятивистской струи для модели сингулярного эллипсоида с ядром с параметрами  $q = 0.6$ ,  $s = 0.3$  при разных углах наклона струи к оси  $x$ . Изображение а) соответствует  $\alpha = 45^\circ$  и струя проходит через начало координат, б) -  $\alpha = 90^\circ$  и струя проходит через точку  $(0.1, 0)$ . Обозначения критических, каустических кривых, струи и ее изображений такие же, как и на Рис. 8.1. Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2011а).

Эйнштейна-Хвольсона. Два изображения, формирующие это кольцо, возникают в квадранте II и сливаются в квадранте III при пересечении каустики-эллипса.

При фиксированном значении отношения осей сфероида  $q_3$  изменение угла наклона  $i$  приводит к изменению отношения осей проекции сфероида  $q$ . В случае сингулярного эллипсоида при увеличении угла наклона происходит уменьшение каустики, при  $i = 90^\circ$  каустика вырождается в точку, что означает появление двух изображений струи без ярких дуг. Поведение каустик в случае изотермического эллипсоида с ядром подробно исследовано в работе Корманна и др. (1994), где было показано, что каустики имеют разную топологию в зависимости от значения отношения осей спроектированного на плоскость линзы эллипса и радиуса ядра. Таким образом, форма и размер каустик оказываются важными для появления областей значительного усиления, так как количество возникающих изображений струи фиксированной длины определяется ее расположением относительно каустик.

## 8.3 Модели для гравитационных линз - спиральных галактик

### 8.3.1 Модель I.

При моделировании поверхностной плотности распределения вещества спиральной галактики будем следовать подходу, предложенному в работе Китона и Кочанека (1998). Моделирование начнем с наиболее простого случая. Рассмотрим сингулярный диск, обрезанный на характерном расстоянии  $a_d$  от центра, и помещенный в изотермическое гало с характерным размером  $a_h$ . Назовем данную модель "Модель I". Потенциал линзирования для модели I, уравнение линзы и выражения для усиления изображений приведены в Приложении к этой главе (выражение 8.24).

Кривые вращения спиральных галактик являются основным инструментом для определения распределения массы в этих галактиках. Согласно наблюдательным данным в зависимости от типа спиральной галактики пик скорости вращения для Sa, Sb, Sc достигается примерно при 300, 220 и 175 км/с, соответственно, а далее кривая вращения становится плоской (Софу, Рубин 2001). Существенных отличий кривых вращения спиральных галактик при больших красных смещениях от кривых вращения близких спиралей не обнаружено (см., например, Кельсон и др. 2000).

Для учета вклада темной материи в кривую вращения на расстояниях  $R < a_d$  введем коэффициент  $f_d$ . Равенство коэффициента  $f_d$  единице означает, что кривая вращения полностью обусловлена видимой дисковой компонентой. Следует отметить, что из анализа полученных разными способами значений поверхностной плотности диска нашей Галактики было показано, что диск не содержит большого количества скрытого вещества (Холмберг, Флинн 2004). В настоящей главе значение этого коэффициента принято равным  $f_d = 0.85$  (Сакетт 1997).

Для моделирования изображений струи, возникающих в результате гравитационного линзирования на потенциале Модели I, зафиксируем значения следующих параметров модели:

$$\begin{array}{c|c} f_d & 0.85 \\ \hline a_h & 0.8a_d \\ \hline q_{3h} & 0.8 \end{array}$$

Выбор параметров обусловлен двумя основными критериями: форма гало близка к сферической (Денен, Бинни 1998) и кривая вращения спиральной галактики является плоской. При фиксированных параметрах струи, в зависимости от значений  $q_d$  и  $a_d$ , наблюдается разная геометрия каустики и "cut" и, как следствие, геометрия изображений. На Рис. 8.3, за исключением случая  $q_d = 0.01$  и  $a_d = 100.0$  (Рис. 8.3б), отвечающего случаю "дисковой геометрии", релятивистская струя пересекает каустику. При приближении к каустической

кривой изображения с разной четностью сближаются, сливаясь при пересечении каустики, что характеризуется появлением ярких протяженных дуг. В случае "дисковой геометрии" каустика "пронзает" "cut" и возникают попарно симметричные изображения, причем центральные изображения являются слабыми, а более яркие изображения расположены друг от друга на значительном расстоянии (порядка четырех радиусов Эйнштейна - Хвольсона). Заметим, что пока такой случай в наблюдениях не встречается (см., например, каталог CASTLES<sup>1</sup>), что, вероятно, свидетельствует о необходимости учета гало для линз – спиральных галактик.

В рамках Модели I исследуем влияние угла наклона сфероидов, описывающих диск и гало. Для параметров  $q_{3d} = 0.05$  и  $a_d = 1.0$  на Рис. 8.4 показано линзирование струи для соосных сфероидов и угла наклона  $i$ , равного  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ . Отметим, что выбор приведенных выше значений  $q_{3d}$  и  $a_d$  обусловлен параметрами Млечного Пути (см., например, Гримм и др. 2002). Средняя величина отношения осей спиральных галактик порядка 0.1 - 0.2 (де Грижс, ван дер Круит 1996). Однако изменение  $q_{3d}$  с 0.05 на 0.1 не оказывает существенного влияния на вид изображений струи при прочих одинаковых параметрах модели и струи. Из рисунка видно, что при увеличении угла наклона происходит уменьшение каустики (астроиды) и изменяется форма изображений. Как и в случае модели сингулярного изотермического эллипсоида при достижении 90 градусов каустика вырождается в точку.

Выражение для кривой вращения галактики в Модели I приведено в Приложении к этой главе (формула 8.23), а сам вид кривой с параметрами диска  $q_{3d} = 0.05$  и  $a_d = 1.0$  показан на Рис. 8.5а. Из рисунка видно, что в этой модели кривая вращения при малых значениях  $R$ , т.е. вблизи галактического центра, не соответствует наблюдаемым кривым вращения спиральных галактик (Софу, Рубин 2001). Поэтому далее будут рассмотрены более сложные модели галактики с кривыми вращения, соответствующими наблюдаемым.

Для сопоставления результатов моделирования, полученных в рамках модели I, с рассмотренными далее усложненными моделями воспользуемся подходом, описанным в Разделе 8.2 настоящей главы. Для рассмотренных выше параметров диска выберем длину струи такой, чтобы она дважды пересекала и каустику и "cut" (Рис. 8.6а). Струя с углом наклона  $\alpha = 60^\circ$  пересекает ось абсцисс в точке 0.1 радиуса Эйнштейна-Хвольсона. Все обозначения на Рис. 8.6 совпадают с обозначениями Рис. 8.1. Форма изображений, за исключением отдельных деталей, и их поведение в случае модели I сходны со случаем сингулярного изотермического эллипсоида, но критические кривые существенным образом различны (Рис. 8.6а).

<sup>1</sup><http://www.cfa.harvard.edu/castles/noimages.html>

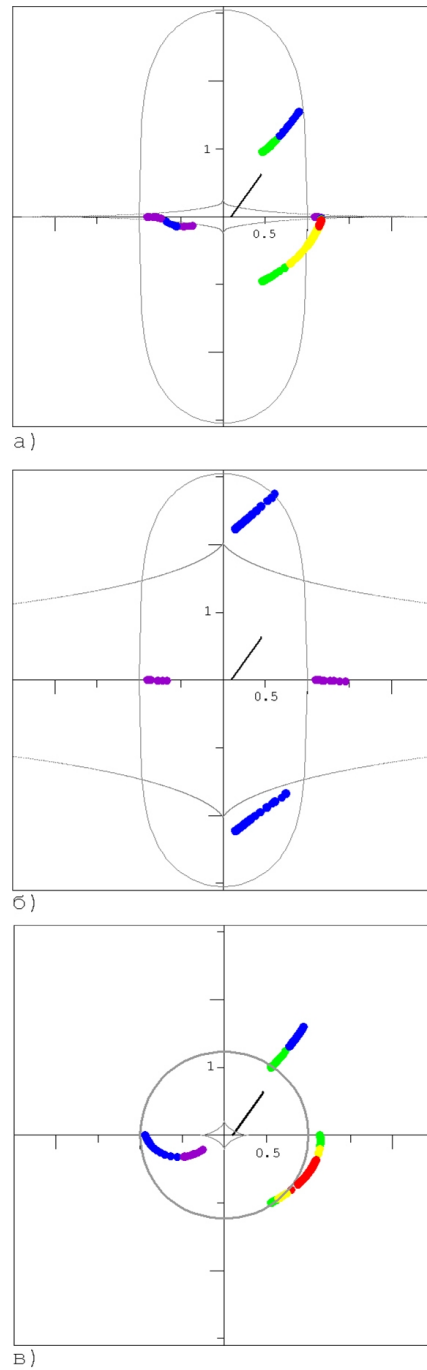
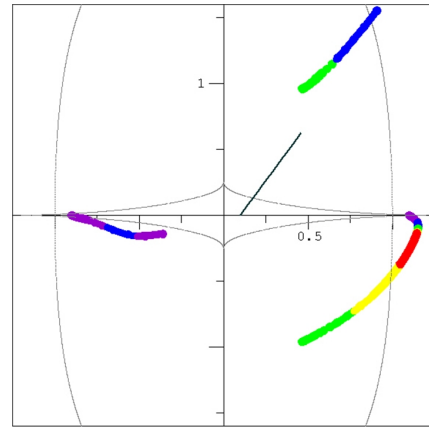
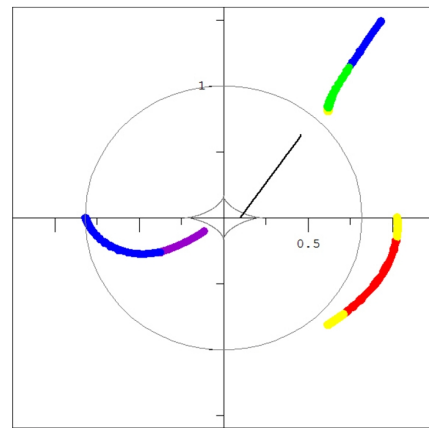


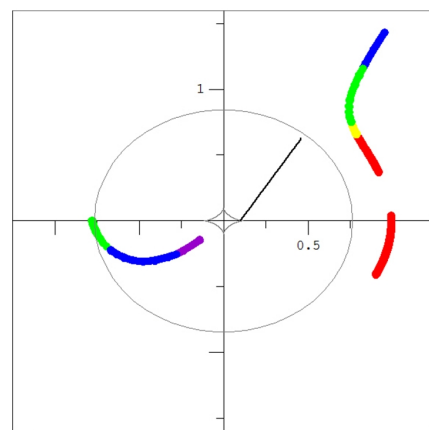
Рис. 8.3. Результат моделирования релятивистской струи для модели I при  $i = 0^\circ$ . Изображение а) соответствует значениям параметров  $q_{3d} = 0.01$  и  $a_d = 1.0$ , б) -  $q_{3d} = 0.01$  и  $a_d = 100.0$ , в) -  $q_{3d} = 0.5$  и  $a_d = 1.0$ . Обозначения такие же, как и на Рис. 8.1. Иллюстративный рисунок из работы Ларченкова и др. (2011а).



а)



б)



в)

Рис. 8.4. Результат моделирования релятивистской струи в зависимости от угла наклона  $i$  для модели I с параметрами  $q_{3d} = 0.05$  и  $a_d = 1.0$ . Изображение а) - угол наклона  $i = 0^\circ$ , б) -  $i = 30^\circ$ , в) -  $i = 45^\circ$ . Обозначения такие же, как и на Рис. 8.1. Иллюстративный рисунок из работы Ларченкова и др. (2011а).

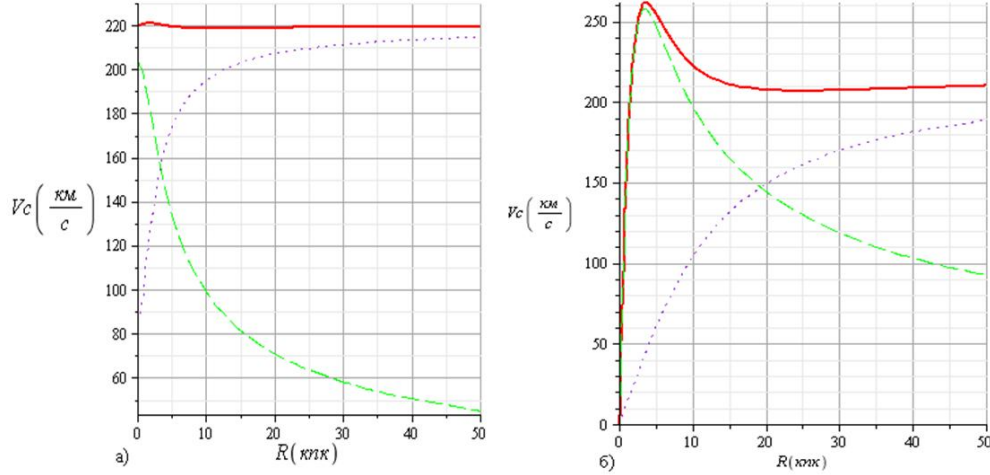


Рис. 8.5. Кривые вращения для модели I (слева) и модели II (справа). Кривые вращения рассчитаны для  $q_d = 0.05$  и  $a_d = 1.0$ . Красной сплошной линией обозначена итоговая кривая вращения, зеленой штриховой - вклад дисковой компоненты, фиолетовыми точками - вклад гало. Иллюстративный рисунок из работы Ларченкова и др. (2011a).

### 8.3.2 Модель II.

Рассмотрим более реалистичную модель спиральной галактики, представляющую собой галактический диск, аппроксимируемый диском Кузмина (формулы 8.25, 8.26), погруженный в гало, моделируемое несингулярным изотермическим эллипсоидом. Назовем такую модель "Модель II". Потенциал линзирования и его производные для этой модели приведены в Приложении к настоящей главе (выражения 8.25-8.31). Рассматриваемая модель описывается следующими параметрами: характерные размеры диска  $a_d$  и гало  $a_h$ , отношение осей в диске  $q_{3d}$  и гало  $q_{3h}$  и масса диска  $m_d$ . Эти параметры определены из условий: (i) характерной для спиралей кривой вращения, (ii) заданной величины скорости галактического вращения Солнца  $V_0(8.0 \text{ кпк}) = 235 \text{ км/с}$  (Рейд, Брунтхайлер 2004), (iii) локальной поверхностной плотности диска в окрестности Солнца  $\Sigma_\odot = 75 \pm 25 M_\odot/\text{пк}^2$  и приведены ниже.

$a_d = 1.0$ $m_d = 1.0 \cdot 10^{11} M_\odot$ $q_{3h} = 0.8$	$q_{3d}$	$a_h$
	0.01	4.63
	0.05	4.36
	0.10	4.07
	0.15	3.83

На Рис. 8.5(б) для  $q_{3d} = 0.05$  и  $a_d = 1.0$  показана кривая вращения для

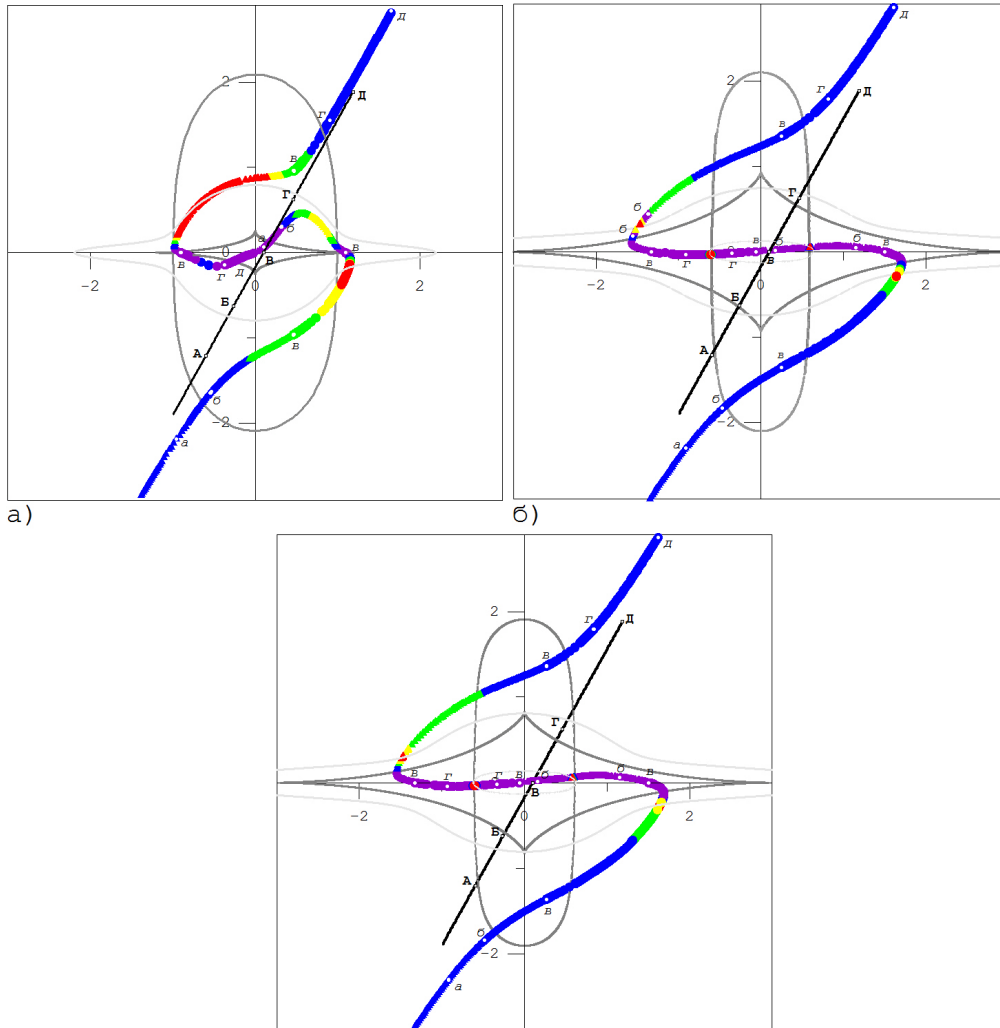


Рис. 8.6. Сравнение результатов моделирования релятивистской струи в рамках моделей I, II и III. Зафиксирована геометрия струи ( $\alpha = 60^\circ$ ) и параметры моделей ( $q_{zd} = 0.05$  и  $a_d = 1.0$ ). Изображение а) соответствует результату моделирования для модели I, б) - для модели II, в) - для модели III. Обозначения критических и каустических кривых, струи и ее изображений такие же, как и на Рис. 8.1. Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2011а).



модели II в сравнении с моделью I.

Следует отметить, что диск Кузмина лучше аппроксимирует галактический диск по сравнению с несингулярным изотермическим эллипсоидом, т.к. в этом случае форма кривой вращения совпадает с кривыми вращения, наблюдаемыми для спиральных галактик.

Для типичных значений  $q_{3d}$  спиральных галактик в модели II возникают радиальная и тангенциальная каустики, причем в отличие от рассмотренных ранее моделей распределения вещества в линзе, часть астроиды лежит вне радиальной каустики. Такой тип каустических кривых в англоязычной литературе называется "naked cusps", что может быть переведено как "обнаженные каспы". На Рис. 8.6(б) для одинаковых с Моделью I параметров дисковой составляющей галактики приведены результаты моделирования струи в Модели II. Форма возникающих изображений и их поведение сходны со случаем несингулярного изотермического эллипсоида, но критические кривые при этом различны. В сравнении с моделью I количество возникающих областей повышенной яркости в два раза больше, что соответствует четырем пересечениям критических кривых, хотя протяженность таких областей существенно меньше.

### 8.3.3 Модель III

Наконец, исследуем вопрос о необходимости учета балджа в структуре спиральной галактики при рассмотрении гравитационного линзирования струи добавлением в Модель II балджа в виде диска Кузмина (Модель III, формула 8.32).

Параметры модели определяем из условия, что кривые вращения для Моделей II и III совпадают для заданного значения  $q_{3d}$ . В модели выбраны значение отношения осей балджа  $q_{3b} = 0.6$  и характерный радиус его ядра  $a_b = 0.8$  (Денен, Бинни 1998). Фиксированные параметры Модели III приведены ниже:

$a_d = 1.0$ $m_d = 8.8 \cdot 10^{10} M_{\odot}$	$q_{3d}$	$m_b, 10^{10} M_{\odot}$	$a_h$
$q_{3h} = 0.8$	0.01	1.37	4.68
$q_{3b} = 0.6$	0.05	1.36	4.42
$a_b = 0.8$	0.10	1.34	4.13
	0.15	1.32	3.88

На Рис. 8.6в приведены результаты моделирования струи для Модели III в сопоставлении с Моделями I и II (Рис. 8.6а,б). Форма возникающих изображений, их поведение, критические и каустические кривые в Моделях II и III практически не отличаются, что свидетельствует о том, в рамках выбранных параметров моделей балдж не вносит существенных изменений в картину гравитационного линзирования струи.

Все три галактические компоненты предполагаются соосными, хотя, как отмечалось выше, по результатам наблюдений для балджа это условие не выполняется. Проведенные исследования для случая несоосных компонент показали,

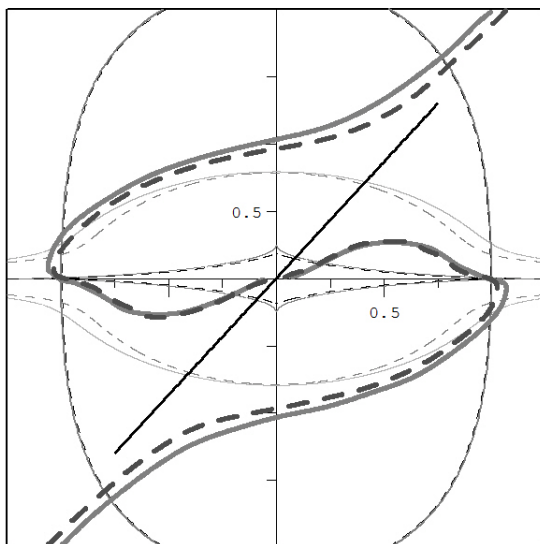


Рис. 8.7. Результаты моделирования изображений релятивистской струи в рамках модели I для случая соосных компонент (серая сплошная линия) и несоосных компонент (темно серая прерывистая линия), когда угол между осью симметрии диска и гало составляет  $45^\circ$ . Угол наклона струи  $\alpha = 60^\circ$ , параметры модели  $q_{zd} = 0.05$  и  $a_d = 1.0$ . Иллюстративный рисунок из работы Ларченкова и др. (2011a).

что полученные в этом случае результаты моделирования практически не отличаются от результатов для соосных компонент. Так, например, если угол между осью симметрии диска и гало составляет  $45^\circ$ , а между диском и балджем в Модели III равен  $20^\circ$ , то максимальное смещение изображения струи по сравнению с изображением для случая соосных галактических компонент в Моделях II и III составляет лишь 0.05 величины радиуса Эйнштейна-Хвольсона. Для Модели I на Рис. 8.7 показаны изображения струи для соосного и несоосного случаев. Из этого рисунка видно, что форма всех изображений существенно не меняется, а изображение, расположенное в квадранте I, смещается вправо (максимальная величина смещения составляет 0.14 радиуса Эйнштейна-Хвольсона).

## 8.4 Контрвыброс

В рамках заданного распределения поверхностной плотности вещества в галактике-линзе наблюдаемая форма и взаимное расположение изображений в картинной плоскости определяются положением начальной точки, длиной и наклоном струи относительно каустических кривых. Изменяя значения этих параметров для конкретной модели галактики-линзы, возможно получить разные конфигурации изображений струи как по их числу и четности, так и по коэф-

фициенту усиления в каждой точке изображения и наличию ярких протяженных дуг. Гравитационное линзирование релятивистских струй в принципе может позволить наблюдать "контрвыброс", который вследствие геометрии может быть не наблюдаем в отсутствии гравитационного линзирования. Это, в свою очередь, может являться тестом для моделей генерации релятивистских струй при обсуждении вопроса о наличии или отсутствии такого "контрвыброса". В рамках рассмотренных нами моделей линз был исследован вопрос о том, как будет проявлять себя "контрвыброс" при гравитационном линзировании. Оказалось, что путем изменения его длины и направления возможно формирование самых разнообразных картин линзирования, в том числе протяженных дуг и практически окружностей (при условии пересечения каустических кривых). Для появления "кольцеобразных" изображений струи, состоящих из ярких протяженных дуг, необходимо, чтобы струя пересекала тангенциальную каустику практически по касательной к ее каспам.

Характерный пример появления такой кольцеобразной структуры показан на Рис. 8.8 для Модели I. Начальная точка струи, отмеченная звездочкой, лежит вне тангенциальной каустики и наклонена под углом  $\alpha = 60^\circ$  к оси абсцисс (как и для ранее рассмотренных случаев), "контрвыброс" изображен пунктирной прямой; остальные параметры выбранной модели  $q_{zd} = 0.05$ ,  $a_d = 1.0$ ,  $i = 30^\circ$ .

## 8.5 B0218+357

По результатам проведенного выше моделирования возможно предположить, что некоторые из наблюдаемых гравитационно-линзированных систем с крупномасштабными кольцами могут быть объяснены линзированием струй. Не исключено, что таким объектом является источник B0218+357, у которого в радиодиапазоне наблюдаются два изображения компактного ядра и протяженная кольцевая структура. В частности, данные наблюдений этого источника инструментом MERLIN на частоте 5 ГГц показали, что кольцевая структура состоит из двух дуг, каждая из которых в свою очередь разбивается на несколько отдельных областей повышенной яркости (Биггс и др. 1999а).

Попытка моделирования распределения вещества линзы в системе B0218+357 была сделана в работе Вукница и др. (2004). В качестве модели, наиболее адекватно описывающей наблюдаемую картину, авторы использовали модель с сингулярным изотермическим эллиптическим степенным потенциалом линзирования, который задается следующей формулой

$$\psi(x, y) = \theta_0 \sqrt{\frac{x^2}{(1 + \epsilon)^2} + \frac{y^2}{(1 - \epsilon)^2}}, \quad (8.2)$$

где  $\theta_E$  – радиус Эйнштейна-Хвольсона,  $\epsilon$  – эллиптичность распределения.

Согласно данным VLA крупномасштабная струя наклонена по отношению к отрезку, соединяющему два изображения источника А и В, под углом  $\varpi$ , который точно не определен, но судя по изображениям VLA на частоте 8.4 ГГц

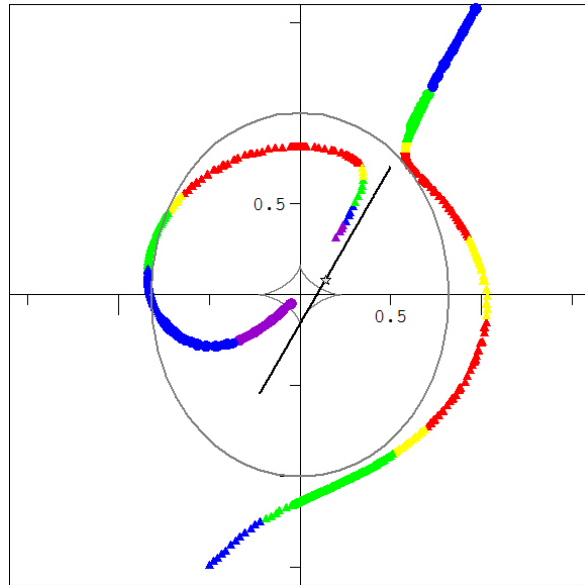


Рис. 8.8. Результат моделирования релятивистской струи и “контрвыброса” в рамках модели I при  $i = 30^\circ$ ,  $q_{zd} = 0.05$  и  $a_d = 1.0$ . Начальная точка струи, обозначенная звездочкой, расположена вне астроида и имеет координаты в плоскости линзы (0.14, 0.08). Изображения “контрвыброса” имеют форму треугольников, цвет которых зависит от коэффициента усиления, остальные обозначения такие же, как и на Рис. 8.1. Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2011a).

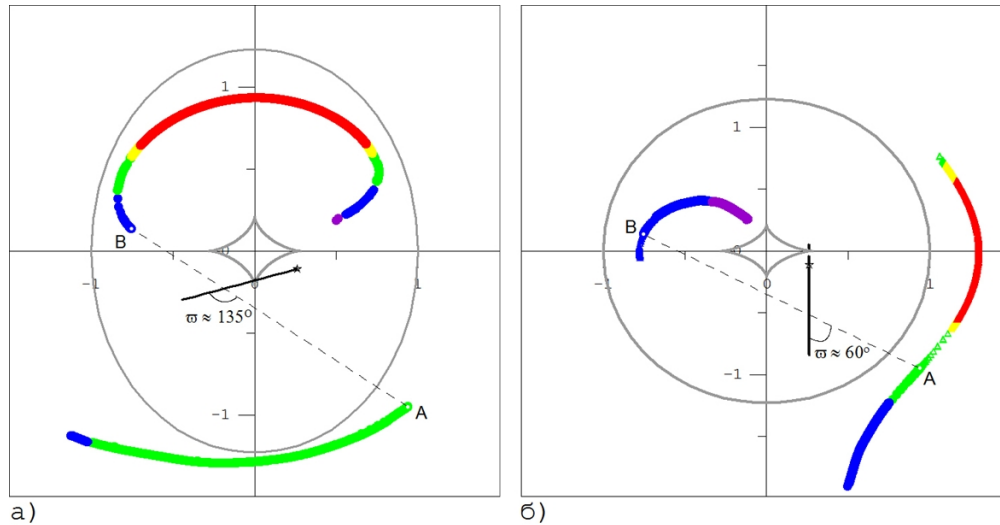


Рис. 8.9. Результат моделирования релятивистской струи в рамках модели I при  $q_d = 0.5$  и  $a_d = 1.0$  для случая гравитационно линзированной системы B0218+357. Начальная точка струи, которая соответствует положению компактного ядра источника, имеет координаты в плоскости линзы  $(0.26, -0.11)$ . Изображение а) иллюстрирует ситуацию, когда струя направлена под углом  $\varpi \simeq 135^\circ$  по отношению к линии, соединяющей изображения A и B, и пересекает нижний край тангенциальной каустики, на изображении б) струя направлена под углом  $\varpi \simeq 60^\circ$  и имеет “контрвыброс” длиной, примерно равной одной пятой радиуса Эйнштейна-Хвольсона, который пересекает правый конец астроида. Обозначения заимствованы из Рис. 8.1. Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2011a).

(см. Рис.4 в работе Биггс и др. 2003) примерно равен  $75^\circ$ ; при этом отношение интенсивностей изображений составляет  $F_A/F_B \simeq (2.2 - 3.9)$  в зависимости от частоты (см. Таблицу 3 в работе Майтла и др. 2006). Если в рамках модели, предложенной Вукницем и др. (2004), направить струю именно под этим углом, то ее изображения будут представлять собой тусклые, несколько искривленные линии, которые трудно ассоциировать с кольцом. Возникает вопрос: можно ли в рамках этой модели все-таки получить “кольцеобразную” структуру и что для этого необходимо? Как указывалось ранее, яркие дугообразные структуры возникают при приближении струи к каустикам (либо при их пересечении). В случае модели Вукница для получения такой структуры необходим “контрвыброс”, который будет пересекать тангенциальную каустику (астроиду). Однако при этом сама струя должна быть направлена под углом  $\varpi \simeq 30^\circ$ , а длина “контрвыброса” должна быть сопоставима с радиусом Эйнштейна-Хвольсона, что в действительности не наблюдается.

Интересным является вопрос о возможности в рамках рассмотренных Мо-

делей I - III подобрать параметры и положение начальной точки струи для объяснения наблюдаемой геометрии системы B0218+357, в том числе и крупномасштабной структуры, состоящей из двух протяженных дуг. Проведенное исследование показало, что в рамках рассмотренных моделей существуют разные наборы параметров, позволяющие получить наблюдаемую геометрию системы и соотношение интенсивностей возникающих изображений. Однако, получение ярких протяженных дуг является задачей весьма нетривиальной и возможной далеко не во всех случаях. В качестве одной из таких реализаций можно выбрать Модель I с характерным размером диска  $a_d = 1.0$  и отношением осей его спроектированного эллипса поверхностной плотности  $q_d = 0.5$ . Если расположить начальную точку струи в точке с координатами  $(0.26, -0.11)$ , то расстояние между получающимися изображениями компактного ядра составляет  $\simeq 335$  мс дуги, а отношение усилений его изображений равно  $\simeq 3.3$ , что хорошо согласуется с данными наблюдений (Биггс и др. 1999б; Патнайк и др. 1993). Яркие полукольцевые структуры (дуги) в такой модели возникают при значении угла  $\varpi \simeq 135^\circ$ , а "контрструя" при этом не требуется (Рис. 8.9а). Следует отметить, что при выбранных параметрах угол между струей и отрезком, соединяющим изображения, значительно отличается от наблюдаемого. Если для тех же параметров модели направить струю под углом  $\varpi \simeq 60^\circ$  и добавить "контрструю", то получим пересечение каустики и яркие дуги, что проиллюстрировано на Рис. 8.9б. Заметим, что в этом случае значение угла  $\varpi$  довольно близко к наблюдаемому, а длина "контрструи" составляет менее одной пятой радиуса Эйнштейна-Хвольсона. Кроме того, по данным многочастотных наблюдений VLBI на частоте 1.65 ГГц в изображении А в противоположном направлении от компоненты, ассоциированной на малых масштабах с выбросом, относительно компактного ядра обнаружена компонента, которую можно связать с контрвыбросом (Майтл и др. 2006). При этом в изображении В такой компоненты не наблюдается, что объясняется в рамках рассмотренных моделей тем, что более слабое изображение В и соответствующее ему изображение выброса являются пространственно более "сжатыми" по сравнению с более сильным изображением А (см. Рис. 8.9б).

## 8.6 Заключение

В настоящей главе проведено моделирование изображений релятивистских струй внегалактических источников, возникающих в результате гравитационного линзирования на галактиках разных типов. Для описания распределения поверхностной плотности для линз – эллиптических галактик были использованы модели сингулярного изотермического эллипсоида и эллипсоида с ядром; для линз – спиральных галактик были рассмотрены: модель диска и смягченного гало, находящиеся в сингулярном изотермическом гало темной материи, модель диска Кузмина в изотермическом гало, модель диска и балджа в изотермическом гало. Критические и каустические кривые, изображения релятивистской

струи для трех представленных в работе многокомпонентных моделей спиральных галактик сопоставлены друг с другом. В рамках выбранных параметров форма возникающих изображений, их поведение, критические и каустические кривые практически не отличаются для Моделей II и III, что свидетельствует о том, что учет маломассивного балджа, подобного балджу Млечного Пути, не вносит существенных изменений в картину гравитационного линзирования струи.

Показано, что наблюдаемые крупномасштабные кольцевые структуры могут возникать в результате гравитационного линзирования релятивистских струй на галактиках при определенном взаимном расположении струи и каустических кривых. В частности, в рассмотренных моделях для появления протяженных ярких дуг необходимо, чтобы струя дважды пересекала тангенциальную каустику практически по касательной к ее каспам.

Для гравитационно-линзированной системы V0218+357 проведено сопоставление модели, использованной ранее для определения постоянной Хаббла (Вукниц и др. 2004), с моделями распределения поверхностной плотности вещества линзы спиральной галактики, предложенными в настоящей главе. В частности, в вышеупомянутой модели с сингулярным эллиптическим степенным потенциалом для наблюдаемого вне области линзирования направления крупномасштабной релятивистской струи относительно изображений компактного ядра крайне проблематично получить изображения струи в виде кольцевой структуры. Предложенные нами модели, учитывающие гравитационное линзирование крупномасштабной струи, дают изображение системы V0218+357 в целом более близкое к наблюдаемому (Ларченкова и др. 2011a).

Система V0218+357 в силу своего "одионого" пространственного расположения и измеренного временного запаздывания между его изображениями хорошо подходит для независимого определения постоянной Хаббла. Однако для этого, помимо величины временного запаздывания, необходимо с хорошей точностью знать геометрию системы, в частности, взаимное расположение галактики-линзы и источника излучения. Поскольку расстояние между изображениями компактного ядра рассматриваемого источника в радио-диапазоне достаточно мало и составляет  $\simeq 335$  мс дуги (в оптическом диапазоне оно несколько меньше), и линзой является спиральная галактика, наблюдения в оптике весьма затруднены. Тем не менее, глубокие оптические наблюдения системы V0218+357 на телескопе HST с целью определения положения галактики-линзы совместно с использованием модели Вукница и др. (2004) позволили получить оценки величины постоянной Хаббла, которые зависят от предположений авторов относительно спиральных рукавов галактики-линзы (Йорк и др. 2005). Наблюдения в субмиллиметровом диапазоне являются более предпочтительными для определения положения галактики-линзы вследствие излучения холодной пыли ее спиральных рукавов. Однако разрешающая способность современных обсерваторий в этом диапазоне пока недостаточна, что делает прямое определение точного взаимного расположения линзы и источника в ближайшее время проблематичным. В связи с этим для восстановления геометрии гравитационно-

линзированной системы актуальным остается моделирование, результаты которого представлены в настоящей главе.

Как было отмечено выше, определяемая в модели величина постоянной Хаббла  $H$  зависит, в том числе, и от взаимного расположения линзы и источника. В частности, в работе Вукница и др.(2004) приводится значение  $H \simeq 78 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ , а в работе Йорка и др.(2005) в зависимости от метода определения положения линзы 70 и 61  $\text{км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ . Существенное отличие относительных пространственных положений линзы и источника в предложенных в настоящей работе моделях как от полученных в работах других авторов, так и друг от друга, приводит к значительному разбросу получаемых оценок постоянной Хаббла  $H \simeq 35 - 90 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ .

В качестве еще одного из возможных астрофизических приложений полученных результатов отметим возможность измерения скорости распространения сгустков струи при наблюдении ее гравитационно-линзированных изображений. Такая возможность следует из следующих соображений. В рассмотренных в работе моделях, во-первых, линзированное изображение струи, расположенное вне радиуса Эйнштейна-Хвольсона, всегда “растянуто” по сравнению с проекцией струи на плоскость линзы. Во-вторых, при пересечении струей каустики размеры возникающей яркой дуги многократно превышают исходные размеры проекции струи. Отмеченные особенности дают возможность рассчитать скорость распространения струи, измеряя смещения отдельных ярких сгустков в изображениях с течением времени. Эта задача будет рассмотрена в следующей Главе.

## 8.7 Приложение

Все размерные переменные, включая переменные  $x$ ,  $y$ , и параметр  $s$ , нормированны на радиус Эйнштейна-Хвольсона. Радиус Эйнштейна-Хвольсона является характерным масштабом линзирования в плоскости линзы. Для аксиально симметричных моделей линз он определяется выражением

$$\xi_0 = \sqrt{\frac{4Gm}{c^2} \frac{D_d D_{ds}}{D_s}}, \quad (8.3)$$

где  $m$  – масса линзы,  $D_d$  и  $D_s$  – расстояния от наблюдателя до линзы и до источника соответственно,  $D_{ds}$  – расстояние между источником и линзой.

Уравнение линзы:

$$\begin{cases} X = x - \Phi_x \\ Y = y - \Phi_y \end{cases} \quad (8.4)$$

где  $(X, Y)$  задают точки струи,  $\Phi_x$ ,  $\Phi_y$  – первые производные от потенциала линзирования  $\Phi$ .

Усиление изображений равно

$$M^{-1} = 1 - \Delta\Phi + \Phi_{xx}\Phi_{yy} - \Phi_{xy}^2, \quad (8.5)$$



где  $\Phi_{xx}, \Phi_{yy}, \Phi_{xy}$  – вторые производные от потенциала линзирования  $\Phi$ .

Для многокомпонентной модели линзы потенциал линзирования – есть сумма потенциалов отдельных компонент  $\Phi = \sum \phi_i$ . Соответственно, производная от потенциала  $\Phi$  – это сумма производных от потенциалов  $\phi_i$ :

$$\Phi_{x(y)} = \sum \phi_{ix(y)}. \quad (8.6)$$

### Модель сингулярного изотермического эллипсоида и изотемического эллипсоида с ядром.

Потенциал линзирования, т.е. проекция трехмерного потенциала на плоскость линзы, определяется формулой:

$$\phi(s, q) = x\alpha_x + y\alpha_y - \frac{1}{2}bs \ln[(\psi + s)^2 + (1 - q^2)x^2], \quad (8.7)$$

$$\begin{aligned} \alpha_x &= \frac{b}{\sqrt{1 - q^2}} \arctan \frac{\sqrt{1 - q^2}x}{\psi + s}, \\ \alpha_y &= \frac{b}{\sqrt{1 - q^2}} \operatorname{Arth} \frac{\sqrt{1 - q^2}y}{\psi + q^2s}, \end{aligned} \quad (8.8)$$

где  $e = \sqrt{1 - q^2}$ ,  $b = e / \arcsin(e)$ ,  $\psi = \sqrt{q^2(s^2 + x^2) + y^2}$ .

Первые производные от потенциала  $\phi(s, q)$ :

$$\begin{aligned} \phi(s, q)_x &= \alpha_x + bx \frac{\psi - \frac{q^2(x^2 + s^2)}{\psi}}{Z_1} - b \frac{\frac{q^2xy^2}{\psi}}{Z_2}, \\ \phi(s, q)_y &= \alpha_y - b \frac{sy + \frac{y(x^2 + s^2)}{\psi}}{Z_1} + by \frac{\psi + q^2s - \frac{y^2}{\psi}}{Z_2}, \\ Z_1 &= (\psi + s)^2 + (1 - q^2)x^2, \\ Z_2 &= (\psi + q^2s)^2 - (1 - q^2)y^2. \end{aligned} \quad (8.9)$$

Вторые производные от потенциала  $\phi(s, q)$ :

1)

$$\phi_{xx}(s, q) = \alpha_{x,x} + W_{1x} + W_{2x}, \quad (8.10)$$

где

$$\alpha_{x,x} = b \frac{\psi + s - \frac{q^2x^2}{\psi}}{Z_1}; \quad (8.11)$$

$$\begin{aligned} W_{1x} &= \frac{b}{Z_1} \left( \psi - \frac{q^2(s^2 + 2x^2)}{\psi} + \frac{q^4x^2(x^2 + s^2)}{\psi^3} \right) + \\ &+ \frac{2bx^2}{Z_1^2} \left( -\psi + \frac{q^2x^2}{\psi} + \frac{q^2s^2}{\psi} - q^2s + \frac{q^4sx^2}{\psi^2} + \frac{q^4s^3}{\psi^2} \right); \end{aligned} \quad (8.12)$$

$$W_{2x} = -\frac{bq^2y^2}{Z_2} \left( \frac{1}{\psi} - \frac{q^2x^2}{\psi^3} \right) + \frac{bq^4y^2}{Z_2^2} \frac{2x^2(\psi + q^2s)}{\psi^2}; \quad (8.13)$$

$$Z_1 = (\psi + s)^2 + (1 - q^2)x^2, Z_2 = (\psi + q^2s)^2 - (1 - q^2)y^2. \quad (8.14)$$

2)

$$\phi_{yy}(s, q) = \alpha_{y,y} + U_{1y} + U_{2y}, \quad (8.15)$$

где

$$\alpha_{y,y} = b \frac{\psi + q^2s - \frac{y^2}{\psi}}{Z_2}; \quad (8.16)$$

$$U_{1y} = -\frac{b}{Z_1} \left( \frac{x^2 + s^2}{\psi} + s - \frac{(x^2 + s^2)y^2}{\psi^3} \right) + \frac{2(\psi + s)y^2b}{\psi Z_1^2} \left( \frac{x^2 + s^2}{\psi} + s \right); \quad (8.17)$$

$$U_{2y} = \frac{b}{Z_2} \left( \psi + q^2s - \frac{2y^2}{\psi} + \frac{y^4}{\psi^3} \right) - \frac{2bq^2y^2(\psi + s)}{Z_2^2} \left( 1 + \frac{q^2s}{\psi} - \frac{y^2}{\psi^2} \right). \quad (8.18)$$

3)

$$\phi_{xy}(s, q) = \alpha_{x,y} + W_{1y} + W_{2y}, \quad (8.19)$$

где

$$\alpha_{x,y} = -b \frac{xy}{\psi Z_1} \quad (8.20)$$

$$W_{1y} = \frac{bxy}{Z_1} \left( \frac{1}{\psi} + \frac{q^2(x^2 + s^2)}{\psi^3} \right) - \frac{2bxy(\psi + s)}{Z_1^2\psi} \left( \psi - \frac{q^2(x^2 + s^2)}{\psi} \right); \quad (8.21)$$

$$W_{2y} = -\frac{bq^2xy}{Z_2\psi} \left( 2 - \frac{y^2}{\psi^2} \right) + 2\frac{bq^4xy^3(\psi + s)}{Z_2^2\psi^2}. \quad (8.22)$$

Круговая скорость в плоскости симметрии изотермического сфероида определяется выражением:

$$V_c^2(R) = V_c^2 \left( 1 - \frac{e}{\arcsin(e)} \frac{s}{\sqrt{R^2 + e^2s^2}} \arctan \left[ \frac{\sqrt{R^2 + e^2s^2}}{q_3 s} \right] \right). \quad (8.23)$$

### Модель I

Потенциал линзирования модели I:

$$\Phi_I = f_d \{ \phi(0, q_d) - \phi(a_d, q_d) + \phi(a_h, q_h) \} + (1 - f_d) \phi(0, q_h), \quad (8.24)$$

где  $\phi(0, q_d)$  и  $\phi(0, q_h)$  – потенциалы для сингулярного изотермического эллипсоида с отношением осей  $q_d$  и  $q_h$  соответственно,  $\phi(a_d, q_d)$  и  $\phi(a_h, q_h)$  – потенциалы изотермического эллипсоида с ядрами  $s = a_d$  и  $s = a_h$  (8.7) и отношением осей  $q_d$  и  $q_h$  соответственно.

Первые и вторые производные от потенциала  $\Phi_I$  вычисляются по формулам (8.9)-(8.22) с учетом (8.6).

### Модель II

Потенциал линзирования модели II:

$$\Phi_{II} = \phi_k(a_d, q_d) + \phi(a_h, q_h), \quad (8.25)$$

где

$$\phi_k(s, q) = \frac{1}{2} b_k^2 \ln[(\psi + s)^2 + (1 - q^2)x^2] \quad (8.26)$$

– потенциал диска Кузмина,  $\phi(a_h, q_h)$  – потенциал изотермического эллипсоида с ядром  $a_h$  и отношением осей  $q_h$ ,  $b_k$  – нормировочный множитель, который определяется из соотношения  $m_d = \pi b_k^2 \Sigma_{cr}$ , где  $m_d$  – масса диска,  $\Sigma_{cr} = \frac{c^2 D_s}{4\pi G D_d D_{ds}}$  – критическая плотность,  $a_d$  – характерный масштаб диска, нормированный на радиус Эйнштейна - Хвольсона.

Производные от потенциала диска Кузмина  $\phi_k(s, q)$ :

$$\phi_k(s, q)_x = \frac{b_k^2 x}{Z_1} L_1, \quad (8.27)$$

где  $L_1 = \frac{\psi + q^2 s}{\psi}$ .

$$\phi_k(s, q)_y = \frac{b_k^2 y}{Z_1} L_2, \quad (8.28)$$

где  $L_2 = \frac{\psi + s}{\psi}$ .

$$\phi_k(s, q)_{xx} = \frac{b_k^2}{Z_1} \left( L_1 - \frac{q^4 s x^2}{\psi^3} - 2 \frac{x^2}{Z_1} L_1^2 \right) \quad (8.29)$$

$$\phi_k(s, q)_{yy} = \frac{b_k^2}{Z_1} \left( L_2 - \frac{s y^2}{\psi^3} - 2 \frac{y^2}{Z_1} L_2^2 \right) \quad (8.30)$$

$$\phi_k(s, q)_{xy} = -\frac{b_k^2 x y}{Z_1} \left( \frac{q^2 s}{\psi^3} + \frac{2}{Z_1} L_1 L_2 \right) \quad (8.31)$$

### Модель III

Потенциал линзирования для модели III определяется формулой:

$$\Phi_{III} = \phi_k(a_d, q_d) + \phi_k(a_b, q_b) + \phi(a_h, q_h), \quad (8.32)$$

где  $\phi_k(a_d, q_d)$  и  $\phi_k(a_b, q_b)$  – потенциалы диска Кузмина с ядрами  $s = a_d$  и  $s = a_b$  и отношением осей  $q_d$  и  $q_b$  соответственно,  $\phi(a_h, q_h)$  – потенциал изотермического эллипсоида с ядром  $a_h$  и отношением осей  $q_h$ .

## Глава 9

# Наблюдения линзированных релятивистских струй как способ ограничения параметров галактик-линз

Как уже отмечалось в предыдущей главе, эффект гравитационного линзирования галактических ядер, квазаров, компактных областей радиогалактик, имеющих крупномасштабные релятивистские струи, уже сегодня позволяет наблюдать эти далекие астрофизические объекты (Наир и др., 1993; Патнайк и др., 1993, 1995), а в ближайшем будущем, с повышением разрешающей способности используемых инструментов, позволит изучить и отдельные детали их выбросов, например ненаблюдаемый в отсутствие линзирования "контрвыброс" струи. Наблюдение линзированных изображений релятивистской струи, сгустки которой движутся со сверхсветовыми скоростями вследствие малого угла между лучом зрения и направлением струи, дает уникальную возможность измерять скорость движения таких ярких сгустков за меньшие временные интервалы по сравнению со струями, неподверженными линзированию.

Помимо вопросов, связанных с исследованием физических свойств самих струй в гравитационно-линзированных системах, актуальными являются вопросы, связанные с возможностью ограничения параметров моделей, описывающих распределение поверхностной плотности в линзе и ее расположение относительно источника излучения. Ограничение числа моделей, в свою очередь, позволит более корректно оценить важнейший космологический параметр – постоянную Хаббла – по наблюдениям наиболее компактных гравитационно-линзированных систем, в которых положение спиральной галактики, являющейся линзой, современными инструментами определить не представляется возможным. Примером такой гравитационно-линзированной системы является источник B0218+357, для которого, как было сказано ранее, с хорошей точностью измерено временное запаздывание между изображениями компактного ядра (Биггс и др., 1999;

Кохен и др., 2000; Биггс, Браун, 2018), но существует неопределенность в определении взаимного расположения линзы и источника (Йорк и др., 2005).

Следует отметить, что на масштабах десятков микросекунд дуги изображения линзированной струи сохраняют геометрическую форму струи, т.е. пространственная структура в изображениях на таких масштабах не меняется, но в зависимости от модели гравитационно-линзированной системы меняются позиционные углы изображений струи (см., например, Ларченкова и др., 2011a, 2011b), значения которых могут быть использованы в качестве дополнительного параметра при моделировании. Отметим, что на данный момент линзированные изображения источника B0218+357 получены с угловым разрешением порядка миллисекунды дуги с помощью наблюдений на наземных интерферометрах KVN и VERA (KaVA) на частоте 86 ГГц (Хада и др., 2018). Наблюдения космическими интерферометрами на сверхмалых угловых масштабах (десятки микросекунд дуги) позволят измерить позиционные углы изображений выхода струи, что приведет к ограничению числа возможных моделей и, как следствие, к более точному определению постоянной Хаббла (Ларченкова и др., 2013).

В настоящей главе на примере источника B0218+357 рассмотрены анонсированные выше проблемы и подходы к их решению. В разделе 9.1 обсуждаются вопросы, связанные с выбором моделей распределения вещества и расположения галактики-линзы, позволяющих адекватно воспроизвести наблюдаемую крупномасштабную картину линзирования, в частности расстояние между изображениями компактного ядра источника, соотношение интенсивностей этих изображений, кольцеобразные структуры. Показана необходимость учета ширины релятивистской струи при сопоставлении результатов моделирования ее изображений с данными наблюдений. Раздел 9.2 посвящен исследованию условий, при которых углы изображений струи на сверхмалых угловых масштабах могут быть измерены с точностью, достаточной для того, чтобы ограничить параметры моделей изучаемой гравитационно-линзированной системы. В разделе 9.3 приведены расчеты скорости движения ярких сгустков струи на ее изображениях в зависимости от используемой модели распределения поверхностной плотности вещества линзы, проведены сравнения получающихся функций видности. В последнем разделе кратко обсуждаются полученные в работе результаты.

## 9.1 Учет конечной ширины струи и сопоставление с результатами наблюдений VLA

В предыдущей главе было проведено моделирование множественных изображений струи, возникающих при ее линзировании на спиральной галактике, поверхностная плотность которой задавалась тремя многокомпонентными моделями, учитывающими структуру спиральных галактик. Там же было показано, что для гравитационно-линзированной системы B0218+357 существует достаточно большой выбор параметров предложенных моделей, адекватно воспроизводящих наблюдательные свойства этой системы (соотношение интенсивно-

стей изображений А и В компактного источника  $I_A/I_B \simeq (3.1 - 3.7)$ , расстояние между ними  $\simeq 335$  угловых миллисекунды, направление крупномасштабной струи), но приводящих к значительному разбросу значения постоянной Хаббла. Наблюдаемая же в радиодиапазоне "полукольцевая" структура, возникающая вследствие линзирования крупномасштабной струи, появляется только при ограниченном наборе параметров и направлении струи. Галактика-линза представляется в виде сингулярного диска, обрезанного на характерном расстоянии  $a_d$  от центра, и помещенного в изотермическое гало с характерным размером  $a_h$  (Китон, Кочанек, 1998). При этом вклад темной материи в кривую вращения на расстояниях  $R < a_d$  учитывается введением коэффициента  $f_d$ , равного 0.85 (Сакетт, 1997). Потенциал линзирования, уравнение линзы, выражения для усиления изображений и основные параметры (угол наклона эллипсоида  $i$ , отношение осей эллипсоида для диска  $q_{zd}$  и для гало  $q_{zh}$ ), используемые в этой модели, приведены в работе Ларченковой и др. (2011а).

Для иллюстрации вышесказанного нами были выбраны три набора параметров модели, адекватным образом воспроизводящие наблюдаемые свойства источника B0218+357, в том числе и наличие крупномасштабной "полукольцевой" структуры:

$$i = 0^\circ, q_{zh} = 0.8, q_{zd} = 0.5, a_d = 1.0,$$

$$i = 0^\circ, q_{zh} = 0.6, q_{zd} = 0.45, a_d = 1.0,$$

$i = 10^\circ, q_{zh} = 0.6, q_{zd} = 0.05, a_d = 1.0$ , которые в дальнейшем обозначим соответственно как I, II, III. Величина  $a_d$  выражена в единицах радиуса Эйнштейна-Хвольсона.

При моделировании гравитационно-линзированных релятивистских струй в предыдущей главе было использовано приближение бесконечно тонкой струи, т.е. релятивистская струя представлялась в виде бесконечно тонкого отрезка с постоянной интенсивностью излучения в каждой ее точке. Однако для корректного сопоставления наблюдательных данных с результатами моделирования учет конечной ширины струи становится важным, по крайней мере, по двум причинам. Во-первых, при пересечении протяженным источником каустической кривой усиление возникающих при этом изображений является не бесконечным, а зависит как от размера самого источника и распределения интенсивности по нему, так и от свойств потенциала линзирования (Шнайдер и др., 1999). Во-вторых, наблюдения проводятся с конечным угловым разрешением, в результате чего мелкие детали изображений оказываются заматыми.

Параметры непосредственно самой струи, такие как поперечный размер, позиционный угол и распределение интенсивности вдоль нее, наличие и пространственное положение ярких сгустков в области линзирования, для рассматриваемой системы достоверно не известны, поэтому в дальнейшем для сопоставления моделируемой и наблюдаемой крупномасштабной картины линзирования были использованы наблюдательные (и перескалированные в соответствии с расстоянием) параметры ближайшей и наиболее хорошо изученной релятивистской струи в источнике M87 (Спаркс и др., 1996; Матвеев, Селезнев, 2011). В частности, на расстоянии, соответствующем окрестности пересечения струи с

каустической кривой для рассматриваемых трех наборов параметров системы B0218+357, предполагается, что поперечный размер струи составляет  $\simeq 0.02$  радиуса Эйнштейна-Хвольсона ( $\simeq 46$  пк или  $3.3 \times 10^{-3}$  секунд дуги). В то же время необходимо отметить, что вблизи сопла, т.е. области эжекции потока релятивистской плазмы, ширина струи, по-видимому, составляет  $\leq 0.05$  пк (см., например, Матвеевко и др., 2010), что для источника B0218+357 соответствует  $\simeq 3.6 \times 10^{-6}$  секунд дуги.

Для сравнения результатов моделирования крупномасштабной картины гравитационного линзирования источника B0218+357 с результатами наблюдений VLA (Биггс и др., 1999), необходимо учитывать разрешение этого инструмента, которое составляет 0.12 секунд дуги на частоте 15 ГГц, что в несколько десятков раз превышает ширину струи в области пересечения каустики. Таким образом, яркие протяженные дуги, возникающие при пересечении струей каустических кривых, при наблюдении с указанным выше разрешением, оказываются существенно размытыми как по интенсивности, так и по пространственному масштабу.

На рис. 9.1 показаны результаты моделирования для трех приведенных выше наборов параметров, выполненные с учетом углового разрешения VLA и максимальной величины усиления в окрестности пересечения каустической кривой с протяженной как по длине, так и по ширине струей с постоянной интенсивностью в каждой ее точке (Шнайдер, Вайсс, 1986; Китон и др., 2003), на фоне карты источника B0218+357, полученной по данным VLA на частоте 15 ГГц (Биггс и др., 1999). Так как распределения интенсивности и ярких сгустков по струе (которые наблюдаются в крупномасштабных релятивистских струях и поток которых лишь в несколько раз меньше наблюдаемого потока ядра; см., например, Спаркс и др., 1996 для M 87) для рассматриваемой системы неизвестны, то моделирование выполнялось в предположении отсутствия ярких сгустков, изображения которых также будут размыты и существенно не изменят крупномасштабное изображение струи.

Из рис. 9.1 видно, что для всех рассматриваемых наборов параметров, помимо количественных соотношений между изображениями компактного ядра, возможно получить протяженные структуры, которые в той или иной степени соответствуют наблюдаемым. При этом для каждого из этих наборов получается свое значение постоянной Хаббла, отличное от других:  $H_0(\text{I}) = 35.8$  км с<sup>-1</sup> Мпк<sup>-1</sup>,  $H_0(\text{II}) = 46.3$  км с<sup>-1</sup> Мпк<sup>-1</sup>,  $H_0(\text{III}) = 68.8$  км с<sup>-1</sup> Мпк<sup>-1</sup>. Таким образом, для корректного определения ее значения возникает необходимость введения дополнительных наблюдательных параметров. Одним из таких параметров может быть позиционный угол изображений струи в окрестности сопла, доступный для наблюдения на космических интерферометрах со сверхдлинными базами.

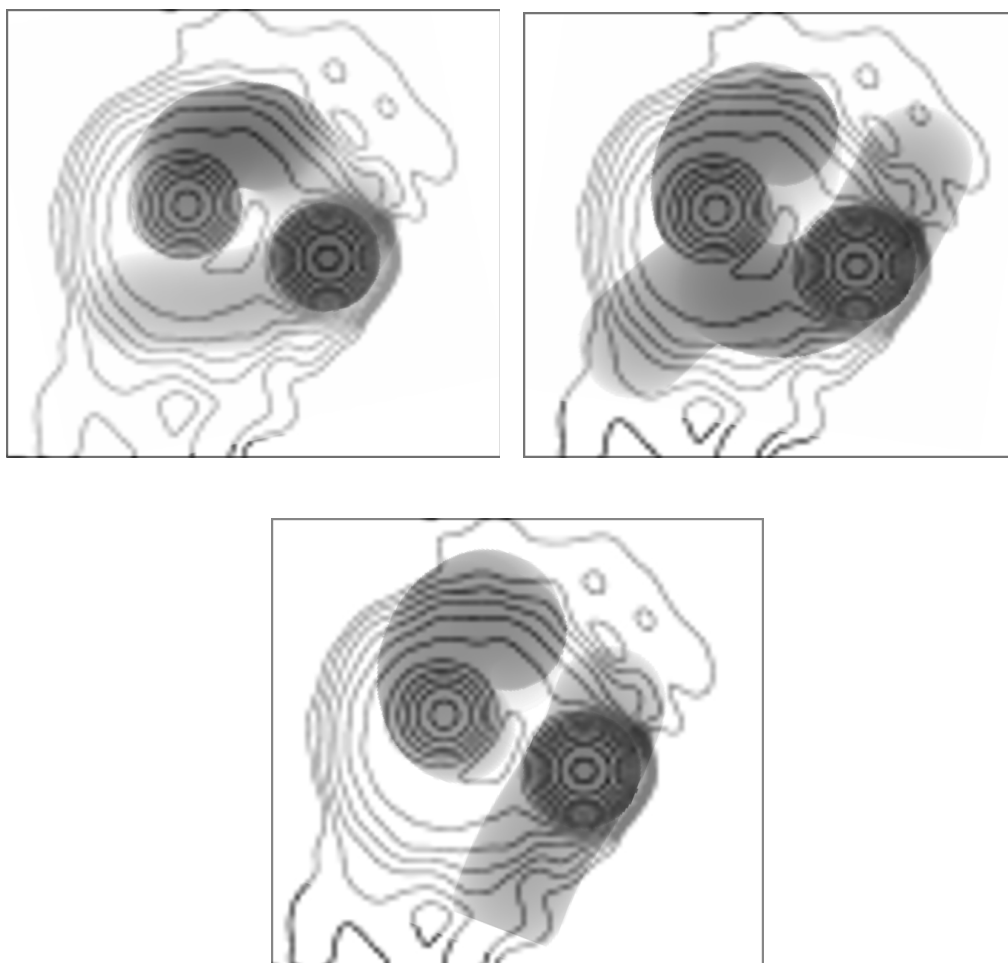


Рис. 9.1. Сравнение результатов моделирования релятивистской струи в источнике B0218+357 (показаны в градациях серого) с результатами наблюдений VLA на частоте 15 ГГц, взятыми из работы Биггса и др. (1999) (показаны контурами) для наборов параметров I (а), II (б), III (в). Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2011б).



## 9.2 Позиционные углы изображений струи вблизи эжектора релятивистских частиц

Согласно обзору внегалактических источников по данным VLBA (Ковалев и др., 2005) для источника B0218+357 на максимальных проекциях баз этого наземного интерферометра ( $440 \times 10^6$  длин волн), угловое разрешение которого сравнимо с разрешением VLBI, коррелированный поток не убывает до нуля, а составляет примерно 200 мЯн. Поэтому наблюдения этого источника космическими интерферометрами со сверхдлинными базами представляются интересными с точки зрения определения структуры и направления релятивистской струи на сверхмалых угловых расстояниях от сопла (эжектора релятивистских частиц). Рассмотрим возможность использования таких наблюдений изображений струи для уточнения модели гравитационно-линзированной системы с последующим уточнением величины постоянной Хаббла.

На рис. 9.2а,б в качестве предельных случаев показано распределение интенсивности излучения вдоль и поперек одного из изображений струи (набор параметров I). При этом длина нелинзированной струи составляет 30 угловых микросекунд от сопла (длина же самого изображения в результате эффекта гравитационного линзирования оказывается больше); распределение интенсивности поперек струи задавалось функцией Гаусса с FWHM, равной 0.1 пк ( $\simeq 7 \times 10^{-6}$  угловых секунд); один пиксель равен одной микросекунде дуги. На рис. 9.2в,г изображены соответствующие функции видности, где по оси ординат отложена нормированная интенсивность изображения, по оси абсцисс – радиус вектор в UV плоскости в длинах волн.

На рис. 9.2д показано направление угла выхода струи из более сильного изображения компактного ядра (изображение А) для трех рассмотренных наборов параметров модели. Пунктирной линией показана модель с набором параметров I, для которой позиционный угол направления изображения струи равен  $135^\circ$  (отметим, что позиционный угол линии, соединяющей изображения А и В, составляет  $67^\circ$ ; Биггс и др., 1999), штриховой линией – модель с набором параметров II и позиционным углом  $155^\circ$ , сплошной линией – модель с набором параметров III и позиционным углом  $178^\circ$ . Для удобства сравнения начальные точки всех струй (положение изображения А компактного источника) совмещены в точке, соответствующей положению изображения А при наборе параметров I. На рис. 9.2е приведены соответствующие функции видности для трех изображений струи и сопла, фактически представляющие собой промежуточные случаи между представленными на рис. 9.2в,г. Видно, что для заданного углового разрешения (10 микросекунд дуги) изменение направления струи на  $\simeq 40^\circ$  приводит к изменениям соответствующих функций видности. Возможность регистрации таких изменений будет зависеть от отношения сигнала к шуму. Для сравнения на рис. 9.2е штрихпунктирной линией показана функция видности струи с позиционным углом  $-90^\circ$ .

Суммируя вышесказанное, можно заключить, что при наблюдениях на интерферометрах со сверхдлинными базами возможно различить между собой мо-

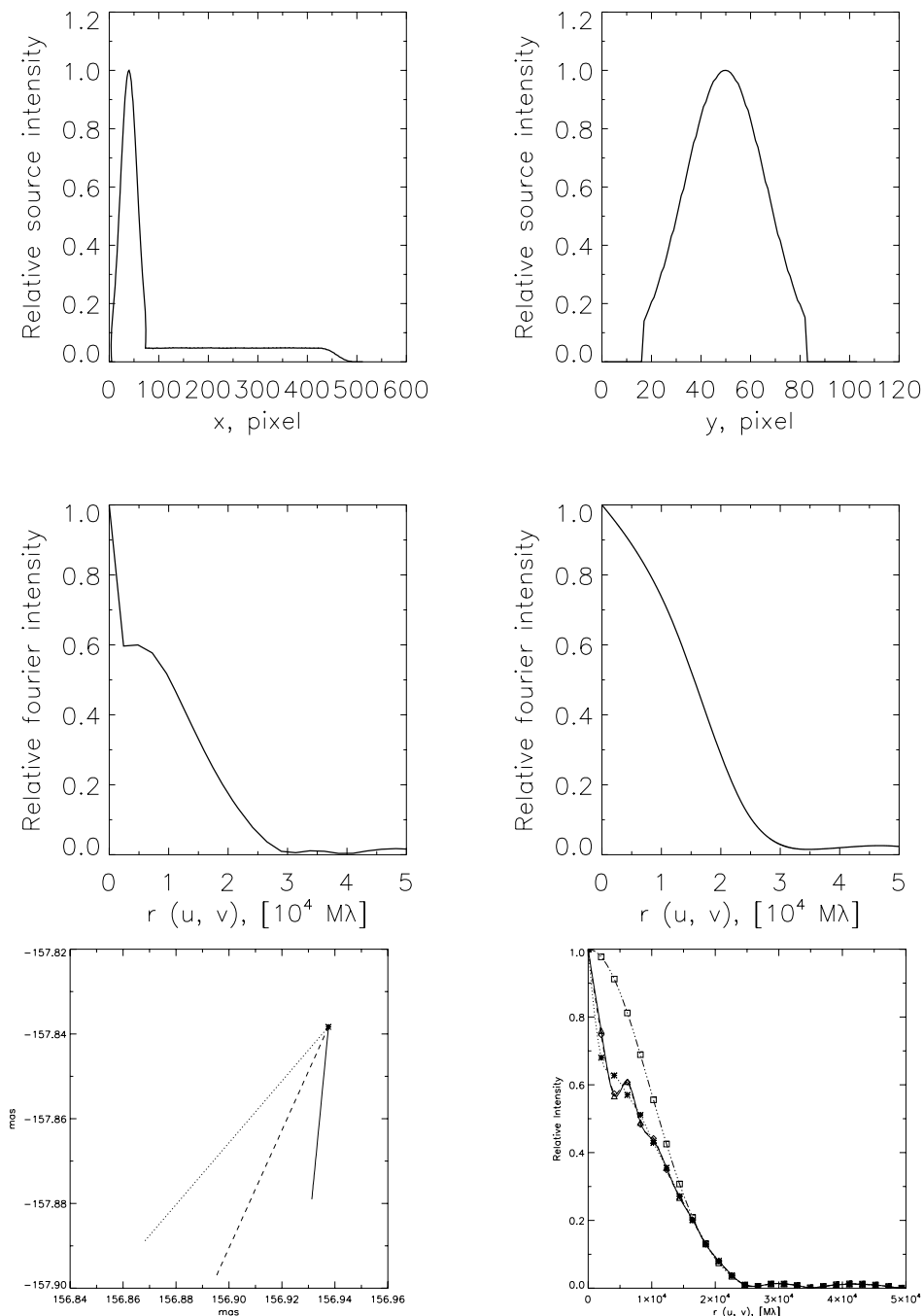


Рис. 9.2. Распределение интенсивности вдоль и поперек изображения струи (а),(б) и соответствующие им функции видности (в,г). (д) Начальная фаза релятивистской струи, выходящей из изображения А (д), и соответствующие функции видности (е) для трех наборов параметров модели, I - сплошная линия, II - штриховая линия, III - пунктирная линия. По осям указаны координаты от положения линзы в угловых миллисекундах. Для сравнения штрихпунктирной линией показана функция видности изображения струи, направленной под углом 90° на восток к модели III. Рисунки (а),(б),(в),(г) приведены в иллюстративных целях, рисунки (д),(е) - результат диссертанта из работы Ларченкова и (2011).

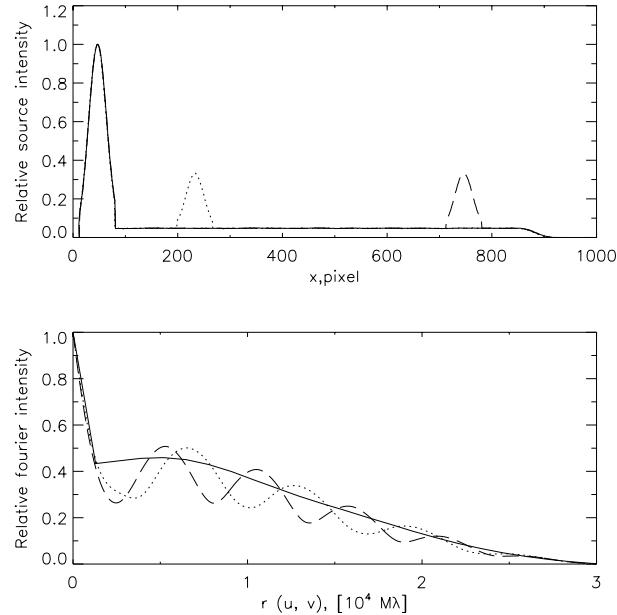


Рис. 9.3. Распределение интенсивности (а) и функции видности (б) релятивистской струи, выходящей из изображения А, для набора параметров  $\Gamma$  в следующих случаях: при равномерной интенсивности  $I_A$  (сплошная линия), при наличии сгустка с интенсивностью  $0.3I_A$  на расстоянии  $\simeq 16$  угловых микросекунд (пунктирная линия), при наличии сгустка с интенсивностью  $0.3I_A$  на расстоянии  $\simeq 50$  угловых микросекунд (штриховая линия). Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2011б).

дели, для которых позиционные углы изображений струи отличаются более чем на  $40^\circ$ . Тем не менее, даже такие измерения позволяют существенно ограничить получаемые значения постоянной Хаббла.

### 9.3 Скорость движения сгустков в изображениях струи

Еще одна возможность уточнить параметры модели гравитационно-линзированной системы на сверхмалых угловых масштабах заключается в измерении скорости движения изображения яркого сгустка струи. Сверхсветовые движения релятивистских струй измерены, в том числе, и по изменению положения ярких сгустков во времени (см., например, Джорстад и др., 2001). В случае гравитационного линзирования струи с ярким сгустком, приводящего к появлению ее множественных изображений, более сильное изображение сгустка будет двигаться со скоростью, большей как скорости нелинзированной сгустка, так и скорости более слабого изображения. Таким образом, при наличии такого сгустка в линзированной струе его смещение может быть измерено за меньший временной интервал по сравнению с нелинзированной струей.

Проведенные нами исследования показали, что скорость изображения сгустка зависит от выбранной модели линзы. В частности, для участка струи длиной 200 мкс дуги от сопла в случае источника B0218+357 набор параметров I дает скорость движения по изображению струи, истекающей из изображения A, в 2.9 раз больше скорости  $v_0$  движения непосредственно по самой струе (точнее, по струе, спроецированной на картинную плоскость); набор параметров II – в 2.4 раза больше  $v_0$ ; набор параметров III – в 1.4 раза больше  $v_0$ . Отметим, что скорости движения по более слабому изображению B во всех трех случаях оказываются значительно (в несколько раз) меньше.

Зная скорость движения изображения сгустка по струе и разрешение используемого в наблюдениях инструмента, легко определить временной интервал, через который необходимо проводить наблюдения источника, чтобы измерить такое движение. Например, если скорость движения по струе порядка скорости света, то при угловом разрешении интерферометра  $\simeq 10$  микросекунд дуги для модели с набором параметров I временной интервал, необходимый для регистрации смещения сгустка, составляет не более одного месяца.

Поскольку заранее неизвестно, есть ли на рассматриваемом угловом расстоянии от сопла яркие сгустки, то важным становится вопрос, будут ли различаться функции видности при наличии такого яркого сгустка на определенном расстоянии от сопла и в его отсутствие. Для набора параметров I и параметров струи, приведенных в предыдущем разделе, для анализа были выбраны три возможных реализации: 1) струя с ядром без яркого сгустка, 2) струя с ядром и ярким сгустком, расположенным на угловом расстоянии 16 микросекунд дуги и имеющим интенсивность в 3 раза меньше интенсивности ядра, 3) струя с ядром и ярким сгустком, расположенным на угловом расстоянии 50 микросекунд дуги и имеющим такую же интенсивность, как и в случае 2. На рис. 9.3 изображены распределение интенсивности по изображению струи и соответствующие функции видности для трех выбранных реализаций. Видно, что для рассмотренных случаев функции видности на интервале проекций баз космического интерферометра от  $5 \times 10^9$  до  $3 \times 10^{10}$  длин волн существенно отличаются друг от друга, и при соответствующем отношении сигнала к шуму эти отличия могут быть зарегистрированы (Ларченкова и др. 2011б).

## 9.4 Заключение

Системы, в которых линзой является спиральная галактика, например система B0218+357, из-за малых угловых расстояний между изображениями линзированного источника, требуют проведения моделирования для определения взаимного расположения источника и линзы, без знания которого, в свою очередь, невозможно определить постоянную Хаббла. Определение постоянной Хаббла, таким образом, оказывается модельно зависимым, что приводит к необходимости введения дополнительных параметров модели, которые могут быть получены, в том числе из наблюдений на сверхмалых угловых масштабах, с целью

ограничения количества возможных моделей. В качестве такого параметра для гравитационно-линзированных систем с релятивистскими струями предлагается использовать угол выхода изображений струи из области, близкой к центральной энергетической машине, а при наличии ярких сгустков в этой пространственной области струи, использовать также наблюдаемую величину скорости их движения в наиболее сильных изображениях струи.

В результате проведенного моделирования изображений крупномасштабной релятивистской струи в источнике B0218+357, возникающих при линзировании на спиральной галактике, распределение поверхностной плотности которой описывается диском и смягченным гало, помещенными в сингулярное изотермическое гало темной материи, выбраны несколько наборов параметров модели распределения вещества и взаимного расположения линзы и источника, адекватно воспроизводящие наблюдаемую крупномасштабную картину линзирования. Для выбранного набора параметров воспроизводятся не только расстояние между изображениями компактного ядра источника, соотношение интенсивностей этих изображений, но и протяженные кольцеобразные структуры, наблюдаемые на угловых масштабах порядка 0.3 угловых секунд (Ларченкова и др., 2011a). Результаты моделирования, выполненные для фиксированного поперечного размера релятивистской струи с учетом углового разрешения прибора, при сопоставлении с наблюдательными данными, полученными на интерференционной решетке VLA на частоте 15 ГГц (Биггс и др., 1999), показывают хорошее согласие для всех отобранных параметров моделей. При этом каждому набору параметров соответствует свое значение постоянной Хаббла, отличное от других, а также свои значения позиционного угла изображения струи и скорости движения изображения сгустка по струе (Ларченкова и др., 2011b).

На основании построенной функции видности для выбранного набора модельных параметров на примере системы B0218+357 показано, что при наблюдениях на сверхмалых угловых масштабах (десятки микросекунд дуги) возможно различить между собой модели, для которых позиционные углы изображений струи отличаются не менее чем на  $40^\circ$ .

В предположении существования яркого сгустка в области, близкой к эжектору релятивистских частиц, рассчитана скорость движения изображений этого сгустка в зависимости как от скорости движения нелинзированного сгустка, так и от модели распределения поверхностной плотности вещества линзы совместно с геометрией гравитационно-линзированной системы, а также построены функции видности для струи без сгустка и со сгустком, расположенным на разных расстояниях от сопла. Показано, что для рассмотренных случаев функции видности на интервале проекций баз космического интерферометра от  $5 \times 10^9$  до  $3 \times 10^{10}$  длин волн отличаются друг от друга и эти отличия могут быть зарегистрированы.

Кроме того, для сверхсветовых струй скорость движения изображения сгустка при наблюдении с угловым разрешением порядка 10 мкс дуги может быть измерена при сопоставлении наблюдательных данных, полученных с временным интервалом в один месяц. Таким образом, измеряя смещения отдельных

ярких сгустков в изображениях, становится возможным измерить скорость распространения струи в рамках заданной модели гравитационно-линзированной системы.

## Глава 10

# Перспективы наблюдений гравитационно-линзированных источников космическими обсерваториями ИК и субмиллиметрового диапазона

С развитием современных наблюдательных инструментов, которые обладают все более высоким угловым разрешением и чувствительностью, становится возможным наблюдение все большего числа событий сильного гравитационного линзирования. Несмотря на то, что количество гравитационно-линзированных систем пока невелико (например, в каталоге CASTLES<sup>1</sup> собрано немногим более сотни событий сильного гравитационного линзирования квазаров и галактик, для которых наблюдается несколько изображений), они являются мощным инструментом для решения целого ряда космологических и астрофизических задач.

Одной из таких задач является независимое определение постоянной Хаббла  $H_0$  (см., например, Рефсдал, 1964; Суйу и др., 2017), одного из ключевых космологических параметров, который характеризует современный темп расширения, возраст, размер и критическую плотность Вселенной. Помимо постоянной Хаббла возможно получить ограничения и на другие параметры космологической модели (см., например, Блэндфорд, Нараян, 1992). Анализ гравитационно-линзированных систем также позволяет изучать наиболее далекие объекты во Вселенной, регистрируемое излучение которых в результате линзирования может быть усилено более чем на порядок, и которые без этого усиления были бы недоступны для наблюдений современными инструментами. Кроме того, становится возможным изучение свойств самих линз – галактик и скоплений галак-

---

<sup>1</sup>[www.cfa.harvard.edu/castles](http://www.cfa.harvard.edu/castles)

тик, включая распределение в них темной материи (см., например, Кочанек, 1991), определение их начальной звездной функции масс, совместной эволюции с центральными сверхмассивными черными дырами (Пенг и др., 2006). Появляются новые методы детектирования маломассивных гало (субгало), один из таких методов был впервые предложен в работе Мао и Шнайдера (1998).

С инструментами, обеспечивающими достаточную чувствительность и угловое разрешение, все вышеперечисленные задачи можно решать в разных диапазонах электромагнитного спектра, в том числе в дальнем инфракрасном (ИК), субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах. Значительный прогресс в обнаружении сильно линзированных источников в этой области длин волн был достигнут с помощью наблюдений космической обсерватории *Herschel* (Пилбратт и др. 2010). В результате проведенного обзора большой площади, выполненном в диапазоне от субмиллиметров до миллиметров с помощью космической обсерватории *Herschel* и *South Pole Telescope* (SPT, Карлстром и др. 2011), были обнаружены нескольких линзированных галактик с активным звездообразованием и значительным количеством пыли (DSFGs) на красных смещениях  $z > 1$  (Негрелло и др., 2010; Конли и др., 2011; Кокс и др., 2011; Буссманин и др., 2013; Виейра и др., 2013; Уордлоу и др. 2013; Каланог и др. 2014; Мессиаис и др. 2014; Дай и др. 2015; Найери и др. 2016; Спилкер и др. 2016). В результате обзора обсерваторией *Herschel* небесной сферы площадью 600 град<sup>2</sup> на длине волны 500 мкм было обнаружено 80 кандидатов сильно линзированных галактик с плотностью потока выше 100 мЯн (Негрелло и др. 2017). Имеющиеся фотометрические и спектроскопические данные позволили подтвердить сильное линзирование в 20 случаях и исключить в одном случае. Для еще восьми объектов линзирование было убедительно подтверждено регистрацией двух объектов на луче зрения с различными значениями фотометрического красного смещения. Обнаруженные линзы и линзированные источники имеют следующие медианные значения красных смещений  $z_L = 0.6$  и  $z_S = 2.5$ , соответственно, и наблюдаются до значений  $z_L = 1.2$  и  $z_S = 4.2$ . Количество кандидатов в линзированные галактики на длине волны 500 мкм показывает хорошее согласие с теоретическими предсказаниями числа линзированных галактик в диапазоне значения коэффициента усиления 10–20 (Негрелло и др., 2017).

Среди планируемых в дальнем ИК, субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах космических обсерваторий с активным охлаждением зеркала телескопа до криогенных температур, таких как SPICA<sup>2</sup> и OST<sup>3</sup>, в ближайшее десятилетие ожидается запуск только обсерватории "Миллиметрон" (Смирнов и др., 2012; Кардашев и др., 2014; Кардашев 2017). В этом проекте в рамках программы наблюдений событий гравитационного линзирования могут быть проведены исследования по всем вышеперечисленным задачам (Ларченкова и др., 2019), включая изучение свойств самых первых галактик, таких как Лайман-альфа эмиттеры (LAE), а также далеких галактик типа DSFGs (см., например, обзор

<sup>2</sup>spica-mission.org

<sup>3</sup>asd.gsfc.nasa.gov/firs



Кэси и др., 2014).

Помимо использования событий гравитационного линзирования для решения астрофизических и космологических задач, учет этого эффекта оказывается важным при моделировании внегалактического фона. В частности, вклад эффекта линзирования в подсчеты источников в субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн оказывается существенным (см., например, Беттермин и др., 2011; Пилипенко и др., 2017; Ермаш и др., 2020). Наблюдения в этой области электромагнитного спектра продемонстрировали, что количество источников с большими потоками различается для разных областей неба. Это обусловлено главным образом эффектом гравитационного линзирования миллиметровых (субмиллиметровых) источников на галактиках и группах галактик (Аретсага и др., 2011; см. также обсуждения в работе Хэйвард и др., 2013).

В заключительной главе диссертации обсуждается возможность решения перечисленных выше задач в программе наблюдений событий гравитационного линзирования космической обсерватории “Миллиметрон”. Приводится необходимая информация о технических возможностях обсерватории, а также краткое описание модели, используемой для оценки параметров ожидаемых событий гравитационного линзирования. В разделе 10.1 оценивается ожидаемое количество линзированных источников для разных длин волн, вычисляется распределение линзированных источников по красному смещению, по коэффициенту усиления, распределение линз по массе. В разделе 10.2 рассмотрены отдельные астрофизические задачи и ожидаемые параметры гравитационно-линзированных систем. В заключении обсуждаются полученные результаты.

#### *Основные параметры модели и космической обсерватории “Миллиметрон”*

В дальнейшем будем использовать численную модель и библиотеку спектров источников, описанные в работе Ермаша и др. (2020). Для учета гравитационного линзирования при подсчетах источников использовались простые модели линзы: точечная линза и модель сингулярной изотермической сферы, для которых соответствующим образом вычислялся коэффициент усиления (см., например, Шнайдер и др., 1992; а также главу 4 диссертации). В дальнейшем будут рассматриваться только события с коэффициентом усиления, большим или равным 2, так называемые события сильного гравитационного линзирования.

Основные параметры обсерватории “Миллиметрон” приведены в работах Смирнов и др. (2012), Кардашев и др. (2014), Кардашев (2017) и на официальном веб-сайте проекта в сети интернет<sup>4</sup>. Основу обсерватории составляет 10-метровое главное зеркало с активным охлаждением до криогенных температур. Фотометрические наблюдения будут проводиться при помощи длинноволнового матричного приемника (ДМП) и коротковолнового матричного приемника (КМП). Список их рабочих полос и FWHM (полная ширина на уровне половинной амплитуды яркости наблюдаемого диска), характеризующая наилучшее возможное угловое разрешение, приведены в табл. 10.1. На длинах волн больше

<sup>4</sup><http://millimetron.ru>

Таблица 10.1. Параметры длинноволнового и коротковолнового матричных приемников обсерватории “Миллиметрон”. Таблица подготовлена диссертантом на основе параметров обсерватории “Миллиметрон” из работы Ларченкова и др. (2020б).

Полоса	Длина волны (мкм)	FWHM (угл. сек)
Длинноволновый матричный приемник		
1	3000–1500	42
2	1500–850	22
3	850–450	12
4	450–300	7.5
Коротковолновый матричный приемник		
1	50–90	1–2
2	90–160	2–4
3	160–300	4–6
4	300–450	6–10

300 мкм угловое разрешение телескопа будет ограничено дифракцией, а в самой коротковолновой полосе длин волн составит 1–2 сек. дуги. Предполагается, что чувствительность широкополосной фотометрии на коротких длинах волн сможет достигать 0.01 мЯн. Поле зрения телескопа  $6' \times 6'$ .

## 10.1 Подсчеты и свойства линзированных источников

Для решения задач, связанных с изучением гравитационно-линзированных систем, необходимо проведение фотометрических и спектроскопических наблюдений. Конечной целью фотометрических наблюдений является выделение галактик и АЯГ, в том числе линзированных, из фотометрических карт и дальнейшее изучение их физических свойств и эволюции. Наиболее общей характеристикой, используемой в ИК и субмиллиметровой астрономии, являются подсчеты источников, т.е. количество источников с плотностью потока выше некоторого заданного значения на единицу площади. Для представления используют либо интегральную форму  $N(> S)[\text{град}^{-2}]$  либо дифференциальную  $dN/dS[\text{мЯн}^{-1}\text{град}^{-2}]$ . Знание этой характеристики позволяет оценить величину фона неразрешенных источников, так называемого “эффекта путаницы”, для разных длин волн. Этот эффект возникает, когда в диаграмму направленности телескопа попадает больше одного источника. Так как в далеком ИК и субмиллиметровом диапазонах диаграмма направленности телескопа с одиночным зеркалом довольно широкая (см. табл. 10.1), а на небе имеется большая плотность источников, то наблюдения в этих диапазонах подвержены эффекту путаницы. Оценки величины этого эффекта для обсерватории “Миллиметрон” приведены

в работах Пилипенко и др. (2017), Ермаш и др. (2020) для диапазона длин волн обсерватории “Миллиметрон”. Так, например, на уровне значимости  $5\sigma$  на длине волны 70 мкм эта величина составляет  $\sim 10^{-3}$  мЯн, на длине волны 110 мкм она  $\sim 10^{-2}$  мЯн, т.е. на два порядка лучше, чем для обсерватории Herschel.

Надежно установлено (см., например, Бетермин и др., 2011; Пилипенко и др., 2017; Ермаш и др., 2020), что гравитационное линзирование заметно влияет на форму кривой зависимости количества источников от величины потока, внося наиболее значительный вклад в субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн для потоков  $\geq 100$  мЯн. В частности, ожидаемое количество линзированных источников на длине волны 500 мкм с потоком более 100 мЯн составляет около 15% всех источников и возрастает до 40% на длине волны 1 мм.

С ростом длины волны доля наблюдаемых линзированных источников увеличивается, а угловое разрешение ухудшается. Рост числа линзированных источников с длиной волны объясняется увеличением вклада далеких объектов, что связано с отрицательной К-поправкой в субмиллиметровом и миллиметровом диапазоне длин волн, в силу чего поток источников в широком диапазоне красных смещений  $z \approx 1 - 4$  не зависит от красного смещения.

Для решения поставленных научных задач и планирования стратегии наблюдений, необходимо оценить количество гравитационно-линзированных систем, доступных для наблюдений на разных длинах волн. Для этого в рамках описанного выше подхода были вычислены как интегральные функции распределения линзированных источников с коэффициентом усиления  $\mu \geq 2$ , так и дифференциальные функции распределения для диапазона длин волн от 70 до 1000 мкм. Полученные результаты показаны на рис. 10.1, где слева приведена интегральная функция распределения  $N(S)$ , а справа дифференциальная функция распределения в нормированных Евклидовых единицах, которые используются для удобства представления этого распределения по широкому диапазону потоков. Из проведенных расчетов следует, что в далеком ИК и субмиллиметровом диапазонах число линзированных источников с коэффициентом усиления  $\mu \geq 2$  и с потоком  $\geq 1$  мЯн составит  $\sim 1000$  при наблюдении площадки на небе площадью 1 кв. град.

Для оценки потенциально наблюдаемых линзированных источников с коэффициентом усиления  $\mu \geq 2$ , находящихся на разных красных смещениях, в том числе на  $z \geq 2$ , важно знать их распределение по красному смещению. Это распределение показано на рис. 10.2 на верхней панели. Количество линзированных источников растет до  $z \sim 1.5$  на всех длинах волн, затем для далекого ИК-диапазона оно уменьшается и практически не меняется для субмиллиметрового и миллиметрового из-за значительной отрицательной К-поправки в этом диапазоне.

Нормированное распределение линзированных источников с коэффициентом усиления  $\mu \geq 2$  показано на рис. 10.2 на центральной панели. Из этого распределения видно, что для подавляющего большинства сильно линзированных источников  $\mu$  будет лежать в диапазоне от 2 до 5, что совпадает с результатами

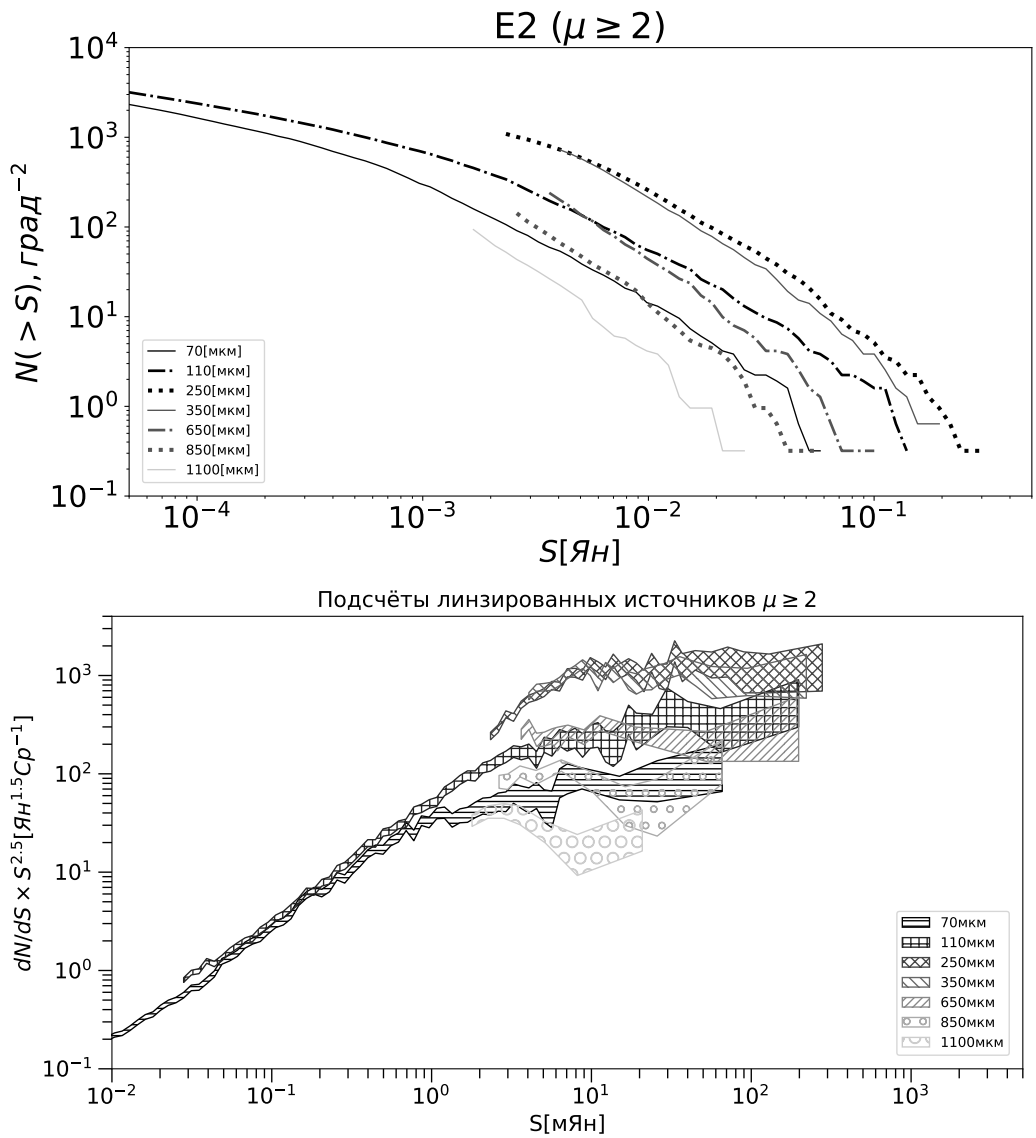


Рис. 10.1. Подсчеты гравитационно-линзированных источников с коэффициентом усиления  $\mu \geq 2$  для длин волн: 70, 110, 250, 350, 650, 850, 1100 мкм. Вверху - интегральная функция распределения  $N(S)$ ; внизу - дифференциальная функция распределения. Совместный результат из работы Ларченкова и др. (2019).

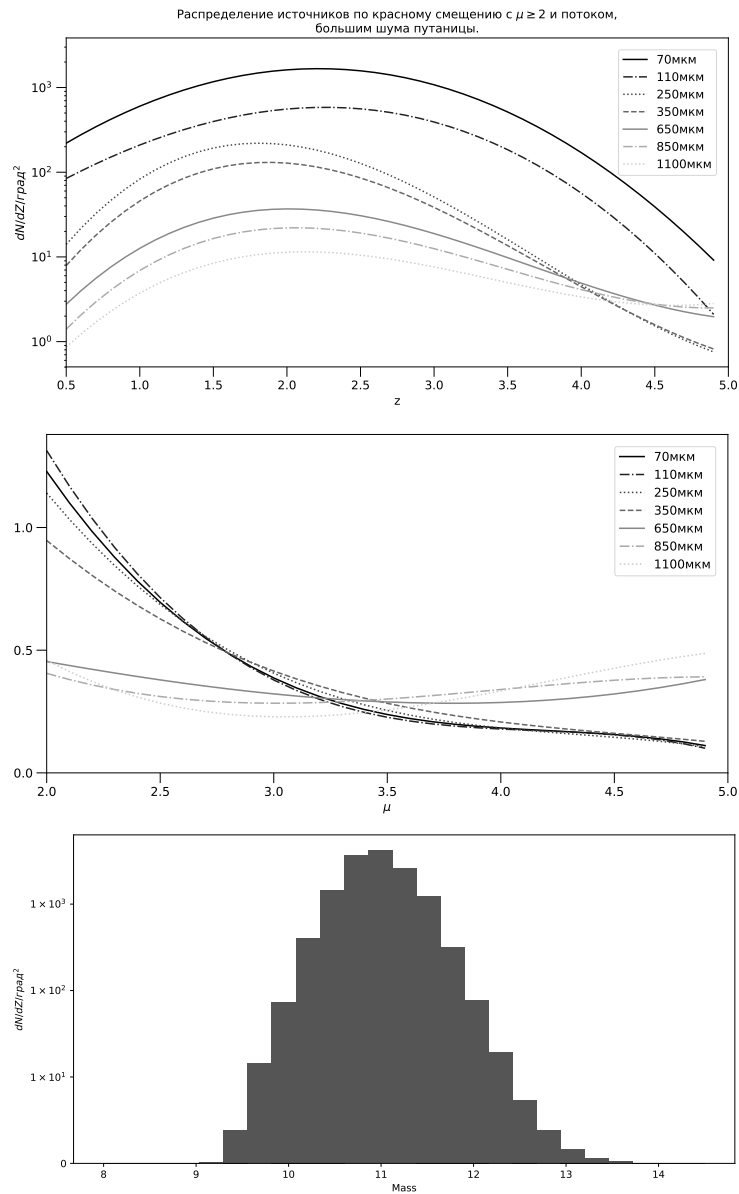


Рис. 10.2. Верхняя панель - распределение гравитационно-линзированных источников с коэффициентом усиления  $\mu \geq 2$  по красному смещению для длин волн: 70, 110, 250, 350, 650, 850, 1100 мкм; центральная панель - распределение гравитационно-линзированных источников по коэффициенту усиления для тех же длин волн, нижняя панель - гистограмма распределения линз по массам для событий линзирования с коэффициентом усиления  $\mu \geq 2$ . Совместный результат из работы Ларченкова и др. (2020б).

наблюдений обсерватории Herschel на длине волны 500 мкм выборки ярких линзированных источников (с потоками  $> 100$  мЯн), для которых среднее значение  $\mu \approx 6_{-3}^{+5}$  (Буссман и др., 2013).

Для оценки типичного ожидаемого углового расстояния между изображениями линзированного источника необходимо иметь информацию о распределении линзирующих объектов (галактик и их скоплений) по массе. Это распределение показано на рис. 10.2 на нижней панели. Из этого рисунка видно, что максимум распределения линз по массам приходится на объекты с массой около  $10^{11} M_{\odot}$ . Для линзы с такой массой угловое расстояние между изображениями будет порядка угловой секунды, что сопоставимо с угловым разрешением КМП (см. табл. 10.1). Важно отметить, что для линзированных DSFGs галактик, которые были обнаружены на SPT и затем наблюдались с хорошим угловым разрешением на интерферометре ALMA, угловое расстояние между их изображениями составляет  $\sim 1-2$  угл. сек (см., например, Хезаве и др., 2013), что соответствует максимуму распределения линз по массе настоящей работы. Из полученного распределения линз по массе можно сделать вывод о том, что примерно половина линзированных источников будет иметь угловое расстояние между изображениями порядка или больше угловой секунды.

## 10.2 Научные задачи и перспективы их решения

Перейдем к рассмотрению наиболее актуальных научных задач, для решения которых могут быть использованы наблюдения гравитационно-линзированных систем в далеком ИК, субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн.

### *Независимое определение постоянной Хаббла*

Как было уже сказано выше, одной из важных наблюдательных задач является определение постоянной Хаббла  $H_0$ , которая характеризует современный темп расширения Вселенной, а также ее возраст, размер и критическую плотность. На сегодняшний момент на уровне значимости  $4.4\sigma$  выявлено расхождение между значением  $H_0 = 74.03 \pm 1.42$  (км/с)/Мпк, полученным в результате локальных измерений с помощью "лестницы расстояний" по данным наблюдений на телескопе им. Хаббла (Риесс и др., 2019), и значением  $H_0 = 67.4 \pm 0.5$  (км/с)/Мпк, экстраполированным из измеренного обсерваторией Планк космического микроволнового фона в предположении  $\Lambda$ CDM модели (Коллаборация Планк и др., 2018). При этом данные, полученные из анализа звуковых барионных осцилляций, совместно с данными по сверхновым первого типа (SNe Ia) дают значение постоянной Хаббла, близкое к значению, полученному обсерваторией Планк  $H_0 = 67.3 \pm 1.0$  (км/с)/Мпк (Алам и др., 2017). Измерения  $H_0$ , полученные из наблюдений мегамазеров  $H_0 = 66.0 \pm 6.0$  (км/с)/Мпк (Гао и др., 2016) и  $H_0 = 69.8 \pm 0.8 (\pm 1.1\% \text{stat}) \pm 1.7 (\pm 2.4\% \text{sys})$  (км/с)/Мпк в программе на-

блюдений Carnegie Chicago Hubble Program (Фридман и др., 2019), также близки к этому значению.

Таким образом, результаты наблюдений показывают, что, возможно, для близкой и далекой Вселенной постоянная Хаббла различна. Если это действительно так, то возникает необходимость модификации  $\Lambda$ CDM модели. В частности, следует рассматривать динамическую темную энергию, ненулевую кривизну, большее число эффективных релятивистских частиц и т.д. (см, например, Бисноватый-Коган, 2020; Вагноцци, 2020 и ссылки в этих работах). А для выяснения природы расхождения  $H_0$  необходимо использовать независимые методы ее измерения. Одним из таких методов является измерение так называемого расстояния запаздывания между изображениями линзированного переменного во времени яркого источника (например, квазара или сверхновой), впервые предложенный в работе Рефсдал (1964). Расстояние запаздывания обратно пропорционально значению постоянной Хаббла, поэтому его можно использовать для ограничения как постоянной Хаббла, так и других космологических параметров. Для определения этого расстояния измеряется задержка между временем прихода фотонов для разных изображений источника. Однако только измеренного запаздывания между изображениями недостаточно, чтобы определить  $H_0$  с хорошей точностью (см., например, Ларченкова и др., 2011б). В работе Суйу и др. (2014) было показано, что для одного события сильного линзирования при наличии измеренного запаздывания и целого ряда дополнительных наблюдательных данных можно определить значение постоянной Хаббла с точностью примерно 7-8 %. На сегодняшний день постоянная Хаббла измерена с точностью 2.4 % по результатам анализа шести линзированных квазаров и равна  $73.3_{-1.8}^{+1.7}$  (км/с)/Мпк (Вонг и др., 2019). Таким образом, с учетом этого результата расхождение между значениями  $H_0$  по данным анализа ранней и локальной Вселенной составляет  $5.3 \sigma$ . Однако для того, чтобы разрешить проблему расхождения значений постоянной Хаббла из разных экспериментов и получить значимую информацию о свойствах темной энергии, необходима точность на уровне 1%. Для достижения такой точности необходимо иметь подробную информацию, в том числе временное запаздывание между изображениями, примерно для 40 гравитационно-линзированных систем (см., например, работу Вонг и др., 2019 и ссылки в ней).

Перечисленные выше значения постоянной Хаббла были получены по данным наблюдений либо в оптическом и ближнем ИК диапазоне, либо в радио диапазоне. Дополнительную информацию возможно будет получить из наблюдений гравитационно-линзированных систем в далеком ИК и субмиллиметровом диапазоне длин волн с помощью обсерватории "Миллиметрон". Согласно таблице 10.1 разрешение прибора в самой коротковолновой части составит порядка 1-2 секунд дуги при высокой чувствительности широкополосной фотометрии вплоть до 0.01 мЯн.

Чтобы оценить количество потенциально наблюдаемых гравитационно-линзированных систем, пригодных для определения  $H_0$ , необходимо знать: во-первых, количество линзированных активных ядер галактик (АЯГ) с коэффи-

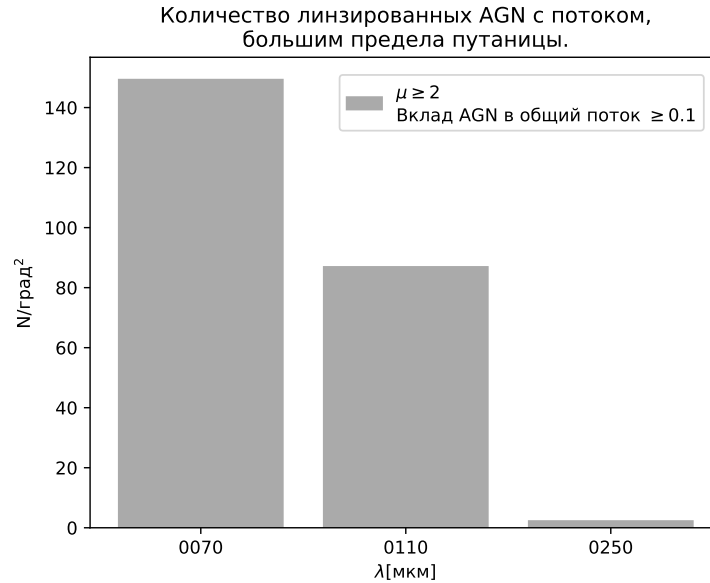


Рис. 10.3. Гистограмма числа линзированных АЯГ на длинах волн 70 – 250 мкм с коэффициентом усиления  $\mu \geq 2$ . Результат диссертанта из работы Ларченкова и др. (2020б).

циентом усиления  $\mu \geq 2$  в далеком ИК-диапазоне; во-вторых, распределение линз по массам, чтобы оценить угловое расстояние между изображениями. Количество линзированных квазаров с коэффициентом усиления  $\mu \geq 2$  на длине волны 70–250 мкм с потоками выше предела, связанного с ”эффектом путаницы”, показаны в виде гистограммы на рис. 10.3. При этом предполагалось, что доля потока, приходящегося на АЯГ, составляет  $\geq 0.1$  от потока излучения всех источников. Из этого рисунка видно, что можно ожидать регистрацию примерно 140 линзированных АЯГ с  $\mu \geq 2$ , наблюдая область неба площадью один квадратный градус в диапазоне частот 70 – 250 мкм. Гистограмма распределения линз по массам показана на нижней панели рис. 10.2. Из этого распределения можно сделать вывод о том, что примерно половина линзированных АЯГ будет иметь угловое расстояние между изображениями порядка угловой секунды, а  $\sim 15\%$  больше 2 угл. сек. Согласно этим оценкам, чтобы зарегистрировать около 40 линзированных АЯГ с угловым расстоянием между изображениями, превышающим 2 угл. сек, потребуется провести обзор площадки неба не менее 2 кв. градусов. Принимая предполагаемую скорость сканирования 0.005 кв. градуса в минуту на самой короткой длине волны обсерватории Миллиметрон длительность таких сканирующих наблюдений составит около 7 часов.

Для решения поставленной задачи также перспективно наблюдать уже обнаруженные в других диапазонах гравитационно-линзированные АЯГ, для которых измерены временные запаздывания между изображениями переменного источника. Наблюдения АЯГ в далеком ИК-диапазоне позволят получить до-



полнительную информацию, которая совместно с данными других частотных диапазонов позволит независимо определить постоянную Хаббла с необходимой точностью для установления различия этого космологического параметра в далекой и ближней Вселенной. Необходимо отметить, что как и для всех задач, связанных с исследованием гравитационно-линзированных источников, для решения этой научной задачи помимо чувствительных, с хорошим угловым разрешением фотометрических наблюдений необходимы спектроскопические наблюдения высокого разрешения для определения с высокой точностью спектроскопических значений красного смещения источников и линз.

### *Далекие галактики с большим количеством пыли и активным звездообразованием*

Галактики этого типа (DSFG) являются наиболее массивными и экстремальными по темпу звездообразования: их характерная звездная масса и темп звездообразования составляют  $\sim 10^{10} M_{\odot}$  и  $\sim 100 M_{\odot} \text{год}^{-1}$ , соответственно (см., например, обзор Кэси и др., 2014, и ссылки в нем). Вследствие столь высокого темпа звездообразования в этих галактиках наблюдается большое количество пыли. Более 95% излучения приходит от горячих, молодых звезд, окруженных пылью, на которой происходит переизлучение УФ-излучения в диапазон далекого ИК-излучения (см., например, Сандерс, Мирабель, 1996; Блэйн и др., 2002). В близкой Вселенной эти галактики встречаются редко, а на  $z \sim 2$  их распространенность увеличивается примерно в 1000 раз и на этом красном смещении они вносят основной вклад в процесс звездообразования Вселенной (см., например, обзор Кэси и др., 2015 и ссылки в нем). Вероятно DSFG галактики являются либо результатом слияния галактик, либо представляют собой массивные богатые газом дисковые галактики в интенсивной стадии звездообразования (см., например, Ивисон и др., 2012; Ходж и др., 2016).

На больших красных смещениях ( $z > 2.5$ ) пространственная плотность DSFG галактик неизвестна, а также неизвестен их вклад в процесс звездообразования Вселенной. При этом изучение свойств DSFG галактик при таких красных смещениях критично для понимания механизма формирования галактик и процессов звездообразования в ранней Вселенной, а также для понимания механизмов образования пыли в ранней Вселенной (сверхновые, AGB звезды или рост пылинок в межзвездной среде).

К настоящему времени обнаружено 77 кандидатов в яркие линзированные DSFG галактики по данным обзоров HerMES Large Mode Survey и Herschel Stripe 82 Survey, которые покрывают на небе площадь 372 кв. градусов (Найкри и др., 2016). Кроме того, имеется еще сотня потенциальных кандидатов (Виейра и др., 2013). Как уже было отмечено выше, вследствие значительной отрицательной К-поправки в субмиллиметровом диапазоне для поиска линзированных галактик, находящихся на больших красных смещениях, предпочтительны широкие по площади неглубокие обзоры.

Ожидаемое количество линзированных галактик с коэффициентом линзирования  $\mu \geq 2$  при наблюдении обсерваторией “Миллиметрон” области неба площадью один квадратный градус (см. кривые подсчетов линзированных источников на рис. 10.1 составляет  $10^2$ – $10^3$  в зависимости от длины волны. Благодаря высокой чувствительности, скорость сканирования выбранных площадок на небе будет составлять порядка 0.05 кв. градуса в минуту на длинах волн больше 110 мкм и на порядок меньше на более коротких длинах волн. Таким образом, область неба площадью 1 кв. градус, соответственно, может быть просканирована обсерваторией Миллиметрон за  $\sim 20$  и  $\sim 200$  мин в зависимости от длины волны. Согласно вышеприведенным оценкам около 90% сильно линзированных объектов будут являться далекими галактиками типа DSFG. Однако для окончательного установления их природы потребуется получить спектры и провести их анализ. Для расширения выборки DSFGs галактик с красным смещением  $z \sim 1$ – $2$ , а также поиска слабых далеких источников перспективными представляются наблюдения массивных скоплений галактик в далеком ИК и субмиллиметровом диапазонах (см., например, Земцов и др., 2013). Так как основное население скоплений галактик составляют галактики раннего типа, которые практически не излучают в субмиллиметровом диапазоне, то скопления являются прозрачной линзой для фоновых субмиллиметровых галактик, в том числе DSFGs галактик. При формировании выборки скоплений для наблюдений следует включить скопления из обзоров обсерватории Herschel “The Herschel Lensing Survey”, космического телескопа HST “HST Frontier Field Coverage” (<https://frontierfields.org>) и обзора Reionization Lensing Cluster Survey (RELICS, Коэ и др. 2019), которые благодаря возможностям обсерватории “Миллиметрон” будут просканированы примерно на два порядка быстрее по времени по сравнению с обсерваторией Herschel. При этом для многих из этих скоплений известно распределение гравитационного потенциала и с хорошей точностью определены расстояния до них, т.е. построены надежные модели линзы.

### *Первые галактики*

Не менее важная космологическая задача связана с изучением свойств самых ранних галактик, которые, вероятно, сыграли ключевую роль в процессе реионизации Вселенной и радиационном разогреве межгалактического газа на красных смещениях  $z \approx 7$ – $12$  (см., например, Какиичи и др., 2016). Этот нагрев межгалактического газа препятствует попаданию барионов в субгало с малой массой, т.е. приводит к уменьшению числа маломассивных гало, содержащих звезды. В свою очередь разогрев межзвездной среды подавляет процесс звездообразования в массивных гало, т.е. приводит к снижению темпа звездообразования. Ожидается, что значения массы, светимости и количества металлов в ранних галактиках близки к значениям этих параметров для спутников нашей Галактики и Андромеды. Исследования карликовых галактик Локальной Группы показали, что активное образование металлов возможно как непосредственно сразу после образования галактики, так и в более поздний период (Вейез

и др., 2014). Для того, чтобы понять по какому сценарию этот процесс происходит в первых галактиках, необходимо наблюдать галактики, расположенные на больших красных смещениях.

Вероятно, что с первыми галактиками тесно связаны так называемые Лайман-альфа эмиттеры (LAE). Это чрезвычайно яркие объекты, которые излучают значительную часть своей энергии в линии  $L\alpha$  атомарного водорода в результате рассеяния УФ-излучения центрального источника (или области активного звездообразования) в окружающей его оболочке, состоящей из нейтрального или слабо ионизованного водорода. Так как эти объекты распределены в широком диапазоне красных смещений вплоть до  $z \sim 11$ , то они играют важную роль в реионизации Вселенной. На сегодняшний день по наблюдениям нескольких сотен кандидатов в LAE (см., например, Хао и др., 2018; Шибуйа и др., 2018) сделан вывод о том, что LAE являются маломассивными галактиками с активным звездообразованием, которые можно считать прообразами карликовых галактик Местной Группы.

LAE, расположенные на больших красных смещениях, могут наблюдаться и в линиях серии Пашена и Брекета, излучение которых попадает в частотный диапазон обсерватории "Миллиметрон". Несмотря на то, что интенсивность этих линий мала, чувствительность инструментов обсерватории ( $\sim 10^{-22} \text{Вт/м}^2$ ) позволит их зарегистрировать. Более того, усиление потока таких объектов в результате гравитационного линзирования на скоплениях галактик делает их регистрацию еще более вероятной. Предпочтительными мишенями для регистрации излучения LAE являются массивные скопления галактик, список которых приведен в работе Коэ и др. (2019). Важно отметить, что в последнее время достигнут значительный прогресс в спектроскопии линзированных галактик, в том числе линзированных скоплениями (см., например, Старк и др., 2014, 2015). В рамках программы "Миллиметрон" предполагается проведение обзора около сотни скоплений галактик. Поэтому, принимая во внимание результаты работы Коэ и др. (2019), можно ожидать зарегистрировать несколько сотен кандидатов в LAE галактики. Для отобранных кандидатов также необходим анализ наиболее ярких спектральных линий в субмиллиметровом и миллиметровом диапазоне, таких как [CII] 158 мкм, [OIII] 88 мкм, [OI] 63 мкм и линии переходов молекулы CO. В частности, в работах Канекар и др. (2013), Лапорте и др. (2019), Матти и др. (2019) было показано, что в линзированных LAE не обнаружена линия [CII], которая, как известно, хорошо наблюдается в субмиллиметровых галактик.

таким образом, космическая обсерватория "Миллиметрон" позволит значительно увеличить выборку наблюдаемых линзированных LAE, и провести анализ в диапазоне излучения этой линии с высокой чувствительностью и спектральным разрешением. Что, в свою очередь, позволит проверить гипотезу существования разных видов LAE галактик.

### 10.3 Заключение

В настоящей главе обсуждаются перспективы и возможности наблюдений гравитационно-линзированных внегалактических источников в далеком инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах электромагнитного спектра ближайшей запланированной к запуску космической обсерваторией этого диапазона с активным охлаждением зеркала телескопа до криогенных температур – обсерваторией “Миллиметрон”. Все расчеты выполнены с учетом заявленных технических параметров этой обсерватории, в частности, холодного 10 метрового главного зеркала с высокочувствительными приемниками, работающими в диапазоне волн от 70 до 2000 мкм. Проведены детальные подсчеты сильно линзированных источников (с коэффициентами усиления большими или равными 2) для разных длин волн в диапазоне от 70 до 2000 мкм. Получены распределения таких линзированных источников в зависимости от красного смещения и коэффициента усиления, а также распределение линз по массам. Последнее критически важно для оценки количества наблюдаемых активных ядер галактик с множественными изображениями, которые могут быть использованы, в том числе, для независимого определения постоянной Хаббла.

Показано, что в результате реализации программы наблюдений событий сильного гравитационного линзирования в рамках научной программы космической обсерватории “Миллиметрон” могут быть обнаружены порядка 1000 гравитационно-линзированных систем при обзоре на небе площадки площадью всего 1 квадратный градус, что больше, чем на порядок, количества таких объектов, зарегистрированных обсерваторией *Herschel* за все время ее работы. Ожидаемое существенное увеличение статистики позволит изучать происхождение и свойства наиболее далеких галактик с активным звездообразованием и значительным количеством пыли (DSFGs), для которых в настоящее время остаются неизвестными их пространственная плотность и их вклад в процесс звездообразования Вселенной на красных смещениях больше 2.5. Продемонстрирована возможность обнаружения и изучения самых первых галактик, таких как Лайман-альфа эмиттеры, излучение которых может быть усилено на порядок в случае их гравитационного линзирования как непосредственно массивными скоплениями галактик, так и отдельными галактиками, населяющими эти скопления. Наблюдения и последующий анализ свойств гравитационно-линзированных систем в далеком инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах электромагнитного спектра позволят получить уникальную информацию о природе далеких источников, излучающих в этом диапазоне, и решить перечисленные выше актуальные космологические и астрофизические задачи.

## Заключение к четвертой части

Построены модельные изображения релятивистских струй внегалактических источников, возникающие в результате гравитационного линзирования на галактиках с разным распределением поверхностной плотности вещества. В частности, рассмотрены следующие модели распределения вещества гравитационной линзы: модель сингулярного изотермического эллипсоида, изотермического эллипсоида с ядром, двух и трехкомпонентные модели, учитывающие галактический диск, гало и балдж. Проведено сопоставление полученных в результате моделирования изображений как между собой, так и с результатами наблюдений. Рассмотрена возможность использования линзированных релятивистских струй на сверхмалых угловых масштабах для построения корректных моделей спиральных галактик-линз и независимого определения постоянной Хаббла.

Проведено моделирование наблюдаемых структур для одной из наиболее хорошо изученных и перспективных для независимого определения постоянной Хаббла гравитационно-линзированных систем B0218+357, имеющей два изображения компактного ядра и крупномасштабный протяженный струйный выброс. В результате показано, что наблюдаемые в радиодиапазоне кольцевые структуры возникают вследствие гравитационного линзирования струйного выброса спиральной галактикой, расположенной на луче зрения. На примере этой системы проиллюстрировано, что существуют разные наборы параметров моделей, адекватно воспроизводящих ее наблюдательные крупномасштабные свойства и соотношение интенсивностей изображений компактного ядра, но приводящие к существенному разбросу значений постоянной Хаббла. В качестве дополнительного параметра, позволяющего ограничить набор рассматриваемых моделей, предложено использовать позиционный угол изображения струи. Показано, что при наблюдениях на сверхмалых угловых масштабах возможно различить между собой модели, для которых позиционные углы изображений струи отличаются не менее чем на  $40^\circ$ . Обсуждается возможность наблюдения геометрических свойств линзированных релятивистских струй и измерения скоростей сверхсветовых движений изображений сгустков на временных масштабах нескольких месяцев с помощью космических интерферометров со сверхдлинными базами.

Рассмотрены перспективы наблюдений гравитационно-линзированных внегалактических источников в далеком инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах электромагнитного спектра планируемыми космическими обсерваториями с использованием телескопа с активным охлаждением зеркала до криогенных температур. Проведены детальные подсчеты сильно линзированных источников (с коэффициентами усиления большими или равными 2) для разных длин волн в диапазоне от 70 до 2000 мкм. Получены распределения таких линзированных источников в зависимости от красного смещения и коэффициента усиления, а также распределение линз по массам. Последнее критически важно для оценки количества наблюдаемых активных ядер галактик с множественными изображениями, которые могут быть использованы, в том числе, для неза-

висимого определения постоянной Хаббла. Показано, что в результате реализации программы наблюдений событий сильного гравитационного линзирования в рамках научной программы космической обсерватории “Миллиметрон” могут быть обнаружены порядка 1000 гравитационно-линзированных систем при обзоре на небе площадки площадью всего 1 квадратный градус, что более чем на порядок превосходит количество таких объектов, зарегистрированных обсерваторией *Herschel* за все время ее работы.

Помимо возможности независимого определения постоянной Хаббла, ожидаемое существенное увеличение статистики позволит также изучать происхождение и свойства наиболее далеких галактик с активным звездообразованием и значительным количеством пыли (DSFGs), для которых в настоящее время остаются неизвестными их пространственная плотность и их вклад в процесс звездообразования Вселенной на красных смещениях больше 2.5. Продемонстрирована возможность обнаружения и изучения самых первых галактик, таких как Лайман-альфа эмиттеры, излучение которых может быть усилено на порядок в случае их гравитационного линзирования как непосредственно массивными скоплениями галактик, так и отдельными галактиками, населяющими эти скопления.

Наблюдения и последующий анализ свойств гравитационно-линзированных систем в далеком инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах электромагнитного спектра позволят получить уникальную информацию о природе далеких источников, излучающих в этом диапазоне, и решить перечисленные выше актуальные космологические и астрофизические задачи.

## Заключение

### Положения, выносимые на защиту:

1. Построены карты неба, показывающие, что локальные флуктуации гравитационного поля Галактики ограничивают точность определения координат внегалактических источников на уровне микросекунд – десятков микросекунд дуги в зависимости от направления на небе. Определены основные статистические и спектральные характеристики гравитационного ”шума”, обусловленного такими флуктуациями.
2. Предложена методика проведения эксперимента для регистрации гравитационного ”шума“, вызываемого неоднородностями гравитационного поля Галактики. Показано, что современные интерферометры могут обнаружить этот эффект на масштабе нескольких лет.
3. Определены спектральные характеристики низкочастотного шума хронометрирования миллисекундных пульсаров, вызываемого движением звезд в шаровых скоплениях. Для пульсаров в нескольких шаровых скоплениях рассчитаны вероятность и частота событий релятивистского временного запаздывания моментов прихода импульсов, вызываемых пролетом вблизи луча зрения массивных тел.
4. Предложен способ обнаружения массивных темных объектов, в том числе, черных дыр промежуточных масс, по регистрации запаздывания моментов прихода импульсов миллисекундных пульсаров. Для пульсара PSR B0525+21 обнаружена модуляция остаточных уклонений моментов прихода импульсов, предположительно связанная с близким к лучу зрения пролетом массивного темного тела.
5. Предложен оригинальный метод анализа наблюдаемого леса линий поглощения Лайман-альфа и линий металлов в спектрах квазаров для определения физических параметров поглощающих объектов. Показано, что эти объекты представляют две разные популяции: с параметрами типичных галактик с массой  $\sim (10^{11} - 10^{12})M_{\odot}$  и маломассивные темные гало с массой  $\sim 10^8 M_{\odot}$ .
6. Показано, что крупномасштабные кольцевые структуры в изображениях активных ядер галактик могут возникать из-за сильного гравитационного линзирования релятивистских струй на галактиках. Предложено использовать угол выхода струи для линзированных изображений на сверхмалых угловых масштабах и скорость движения сгустков струи в качестве дополнительных параметров для независимого определения постоянной Хаббла.
7. Для космической обсерватории “Миллиметрон” проведен подсчет ожидаемых сильно линзированных источников, получены их распределения по красным смещениям и коэффициентам усиления. Получена оценка числа гравитационно-линзированных активных ядер галактик, подходящих для определения постоянной Хаббла.



---

**Публикации автора по теме диссертации****Статьи в журналах, рекомендованных ВАК**

[A1] *Larchenkova T.I., Lyskova N.S., Petrov L., Lutovinov A.A.* Influence of the Galactic Gravitational Field on the Positional Accuracy of Extragalactic Sources. II. Observational Appearances and Detectability // *The Astrophysical Journal*. 2020. V.898, pp.51-57

[A2] *Demianski M.I., Doroshkevich A.G., Larchenkova T.I.* The Lyman-Alpha Forest as an Indicator of Large-Scale Structure Elements // *Astronomy Letters*. 2020. V.46, Issue 6, pp.359-369

[A3] *Larchenkova T.I., Ermash A.A., Doroshkevich A.G.* Prospects for Observations of Gravitationally Lensed Sources by Submillimeter Space Observatories // *Astronomy Letters*. 2020. V.45, Issue 12, pp.821-835

[A4] *Larchenkova T.I., Lutovinov A.A., Lyskova N.S.* Influence of the galactic gravitational field on the accuracy of extragalactic sources // *The Astrophysical Journal*. 2017. V.835 P.51-60

[A5] *Larchenkova T.I., Lyskova N.S., Lutovinov A.A.* Observations of lensed relativistic jets as a tool for constraining lens galaxy parameters // *Astronomy Letters*. 2011. V.37, Issue 7, pp.441-447

[A6] *Larchenkova T.I., Lutovinov A.A., Lyskova N.S.* Modeling the images of relativistic jets lensed by galaxies with different mass surface density distributions // *Astronomy Letters*. 2011. V.37, Issue 4, pp.233-247

[A7] *Larchenkova T.I., Lutovinov A.A., Lyskova N.S.* The image jets modeling of gravitationally lensed sources // in Proceedings IAU Symposium No. 275“Jets at all Scales”, edited by G.E.Romero, R.A.Sunyaev, T.Belloni. 2011. V.275. P.106-107

[A8] *Larchenkova T.I., Lutovinov A.A.* Can the known millisecond pulsars help in the detection of intermediate-mass black holes at the centers of globular clusters? // *Astronomy Letters*. 2009. V.35, Issue 4, pp.235-240

[A9] *Larchenkova T.I., Lutovinov A.A.* On the possibility of observing the Shapiro effect for pulsars in globular clusters // *Astronomy Letters*. 2007. V.33, Issue 7, pp.455-467

[A10] *Larchenkova T.I., Kopeikin S.M.* Shapiro effect as a possible cause of the low-frequency pulsar timing noise in globular clusters // *Astronomy Letters*. 2006. V.32, Issue 1, pp.18-28

[A11] *Larchenkova T.I.* The microlensing probability of the pulsars located in globular clusters // Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond, ASP Conference Series, Vol. 202, San Francisco: ASP. Ed. by M. Kramer, N. Wex, and N. Wielebinski. 2000. P.89

[A12] *Larchenkova T.I., Doroshenko O.V.* Possible Manifestation Of The Microlensing Effect In Single Pulsar Timing // Astrophysical applications of gravitational lensing: proceedings of the 173rd Symposium of the International Astronomical Union, Ed. by C. S. Kochanek and Jacqueline N. Hewitt. International Astronomical Union. Symposium no. 173. Kluwer Academic Publishers; Dordrecht. 1996. P.239-240

[A13] *Larchenkova T.I., Doroshenko O.V.* Pulsars as a tool for detection of dark matter in the Galaxy // Astron. Astrophys. 1995. V.297. pp.607-609

#### **Другие публикации автора по теме диссертации**

[B1] *Larchenkova T.I., Lutovinov A.A., Lyzkova N.S.* An influence of the matter distribution on the positional accuracy of reference sources // Proceedings of the 49th Rencontres de Moriond (Cosmology 2014), edited by E.Auge, J.Dumarchez and J.Tran Thanh Van. 2014. P.381-382

[B2] *Larchenkova T.I., Lutovinov A.A., Lyzkova N.S.* Gravitational lens system B0218+357: constraints on lens model and Hubble constant // In Proceedings of the 48th Rencontres de Moriond (Very High Energy Phenomena in the Universe), edited by E.Auge, J.Dumarchez and J.Tran Thanh Van. 2013. P.337-338

[B3] *Larchenkova T.I., Lutovinov A.A.* The precise timing of millisecond pulsars as a tool for the search of intermediate mass black holes in globular clusters // in Proceedings of XXIst Rencontres de Blois "Windows on the Universe", edited by L.Celnikier, J.Dumarchez, J.Tran Thanh Van, THE GIOI Publishers. 2010. P.579-582. ISBN: 978-604-77-0148-3.

[B4] *Larchenkova T.I., Kopeikin S.M.* The Relativistic Time Delay of the Pulsar Radiation in the Non-Stationary Gravitational Field of the Globular Clusters // Relativistic Astrophysics Legacy and Cosmology - Einstein's Legacy, ESO Astrophysics Symposia. ISBN 978-3-540-74712-3. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2007. P.92-94

[B5] *Larchenkova T.I., Kopeikin S.M.* The possible explanation of low-frequency noise of pulsars in globular clusters // Populations of High Energy Sources in Galaxies Proceedings of the 230th Symposium of the International Astronomical Union. Ed. by E.Meurs; G.Fabbiano. Cambridge University Press. 2006. P.51-52

# Литература

- Ааси и др. (J. Aasi et al. (LIGO Scientific Collaboration), *Classical Quantum Gravity*, **32**, 074001 (2015))
- Абелян и др. (F. J. Abellán, I. Martí-Vidal, J. M. Marcaide, J. C. Guirado), *Astron. Astrophys.* **614**, A74 (2018)
- Аде и др. (Planck Collaboration, P. A. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Banday, R. Barreiro, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, 13 (2016)
- Алам и др. (S. Alam, M. Ata, S. Bailey, F. Beutler, D. Bizyaev, J. A. Blazek, A. S. Bolton, J. R. Brownstein, et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **470**, 2617 (2017)
- Алам и др. (Md F. Alam, Z. Arzoumanian, P. Baker, H. Blumer, K. Bohler, A. Brazier, P. Brook, S. Burke-Spolaor et al.) *ApJS* **252**, 5 (2021)
- Алкобе, Кубарси (S. Alcobé, R. Cubarsi), *Astron. Astrophys.* **442**, 929 (2005)
- Андерсон (S. J. Anderson), PhD thesis, Caltech (1992)
- Аретксага и др. (I. Aretxaga, G. W. Wilson, E. Aguilar, S. Alberts, K. S. Scott, N. Scoville, M. S. Yun, J. Austermann, et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **415**, 3831 (2011)
- Асернис и др. (F. Acernese et al. (VIRGO Collaboration), *Classical Quantum Gravity* **32**, 024001 (2015))
- Байм (Baum G., Pethick C., Pines D., Ruderman M.), *Nature* **224**, 872 (1969)
- Баккалл (J. N. Bahcall), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **24**, 577 (1986)
- Баккалл (J. N. Bahcall), *Astrophys. J.* **276**, 169 (1984)
- Баккалл, Острайкер (Bahcall, J. N.; Ostriker, J. P.), *Nature* **256**, 23 (1975)
- Баккалл, Сонеира (J. N. Bahcall, R. M. Soneira), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **44**, 73 (1980)
- Баккалл и др. (J. N. Bahcall, M. Schmidt, R. M. Soneira), *Astrophys. J.* **265**, 730 (1983)
- Балашев и др. (Balashev, S. A.; Klimenko, V. V.; Ivanchik, A. V.; Varshalovich, D. A.; Petitjean, P.; Noterdaeme, P.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **440**, 225 (2014)
- Балашев и др. (Balashev, S. A.; Klimenko, V. V.; Noterdaeme, P.; Krogager, J. -K.; Varshalovich, D. A.; Ivanchik, A. V.; Petitjean, P.; Srianand, R.; Ledoux, C.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **490**, 2668 (2019)
- Баллок, Бойлан-Колчин (J. Bullock and M. Boylan-Kolchin), *Ann. Rev.* **55**, 343 (2017)
- Бард Й. Нелинейное оценивание параметров, М: “Финансы и статистика” (1979)

- Бардин и др. (J.Bardeen, J.Bond, N.Kaiser, A.Szalay), *Astrophys. J.* **304**, 15 (1986)
- Бартельман (M.Bartelmann) *Classical and Quantum Gravity* **27**, 233001 (2010)
- Бейлес (M.Bailes) *Radio Pulsars*, ASP Conference Proceedings, Edited by M. Bailes, D.J.Nice and S.E. Thorsett. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific **302**, 57 (2003)
- Бейлес и др. (Bailes M., Lyne A. G., Shemar S. L.), in Phillips J. A., Thorsett S. E., Kulkarni S. R., eds, ASP Conf. Ser. **36**, Planets Around Pulsars. Astron. Soc. Pac., San Francisco, 19 (1993)
- Бекер и др. (Becker, G.D.; Rauch, M.; Sargent, W.L. W.), *Astrophys. J.* **662**, 72 (2007)
- Березинский и др. (V.Berezinskiy, V.Dokuchaev, Y.Eroshenko), *Phys. Rev. D* **68**, 103003 (2003)
- Бертогги и др. (B.Bertotti, B.J.Carr, M.J.Rees), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **203**, 945 (1983)
- Бетермин и др. (M.B  thermin, H.Dole, G.Lagache, D.Le Borgne, A.Penin), *Astron. Astrophys.* **529**, A4 (2011)
- Биггс, Браун (Biggs, A. D.; Browne, I. W. A.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **476**, 5393 (2018)
- Биггс и др. (A.D.Biggs, I.W.A.Browne, P.N.Wilkinson, T.W.Muxlow) ASP Conf Series "Gravitational Lensing: Recent Progress and Future Goals", eds. T.Brainerd and C.Kochanek (1999a)
- Биггс и др. (A.D. Biggs, I.W.A. Browne, P. Helbig, L.V.E. Koopmans, P.N. Wilkinson, R.A. Perley), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **304**, 349 (1999b)
- Биггс и др. (A.D.Biggs et al.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **338**, 599 (2003)
- Бизли и др. (A. J.Beasley, D.Gordon, A. B.Peck, L.Petrov, D. S.MacMillan, E. V.Fomalont, C.Ma), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **141**, 13 (2002)
- Бисноватый-Коган (Bisnovatyi-Kogan, G. S.) arXiv: 2002.05602 (2020)
- Бисноватый-Коган Г.С., Колосов Б.И., Чураев Р.С. *Письма в Астрон. журн.* **6**, 150 (1980)
- Бисноватый-Коган, Цупко (G. Bisnovatyi-Kogan, O. Tsupko) *Universe* **3**, 57 (2017)
- Бленд-Хоторн, Герхард (J.Bland-Hawthorn, O.Gerhard), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 529 (2016)
- Блендфорд и др. (Blandford R., Narayan R., Romani R.W.), *Astron. Astrophys.* **5**, 369 (1984)
- Блендфорд, Кенигл (R. D.Blandford, A.K  nigl), *Astrophys. J.* **232**, 34 (1979)
- Блендфорд, Кочанек (Blandford R.D., Kochanek C.S.), *Astrophys. J.* **321**, 658 (1987)
- Блендфорд, Нараян (R. D. Blandford and R. Narayan), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **30**, 311 (1992)
- Блендфорд, Тьюкольски (Blandford R. and Teukolski S.A), *Astrophys. J.* **205**, 580 (1976)
- J. E. G. Devriendt, and S. Hatton), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **360**, 159 (2005)
- Блэйн и др. (A. W. Blain, I. Smail, R. J. Ivison, J.-P. Kneib, and D. T. Frayer), *Phys. Rept.* **369**, 111 (2002)

- Боксенберг, Саргент (A. Boksenberg and W. Sargent), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **218**, 7 (2015)
- Болтон и др. (J. Bolton, G. Becker, M. Haehnelt, M. Viel), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **438**, 2499 (2014)
- Болтон и др. (J. Bolton, E. Puchwein, D. Sijacki, M. Haehnelt, T.-S. Kim, A. Meiksin, J. Regan, M. Viel), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **464**, 897 (2017)
- Броун и др. (Browne I.W.A., Patnaik A.R., Walsh D., Wilkinson P.N.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **263**, L32 (1993)
- Буссман и др. (R. S. Bussmann, I. Pérez-Fournon, S. Amber, J. Calanog, M. A. Gurwell, H. Dannerbauer, F. De Bernardis, H. Fu, et al.), *Astrophys. J.* **779**, 25 (2013).
- Вагноцци (Vagnozzi, S.) *Physical Review D* **102**, 023518 (2020)
- ван де Вейгерт, Платен (R. van de Weygaert and E. Platen), *IJMPS* **1**, 41 (2011)
- ван де Вейгерт (R. van de Weygaert) *The Zeldovich Universe: Genesis and Growth of the Cosmic Web Proceedings IAU Symposium No. 308*, Ed. R. van de Weygaert, S. Shandarin, E. Saar, J. Einasto (2014)
- Ван ден Босх и др. (R. van den Bosch, T. de Zeeuw, K. Gebhardt, et al.), *Astrophys. J.* **641**, 852 (2006)
- Ван Леувен (van Leeuwen F.), *Hipparcos, the New Reduction of the Raw Data, Astrophysics and Space Science Library*, **350**, Berlin: Springer (2007)
- Веббинк (Webbink R.F.) *Dynamics of Star Clusters*, eds. Goodman J., Hut P., IAU Symposium No. **113**, Dordrecht, D. Reidel Publishing Co., 541 (1985)
- Вейсз и др. (D. R. Weisz, A. E. Dolphin, E. D. Skillman, J. Holtzman, K. M. Gilbert, J. J. Dalcanton, and B. F. Williams), *Astrophys. J.* **789**, 148 (2014)
- Векс и др. (N. Wex, J. Gil and M. Sendyk), *Astron. Astrophys.* **311**, 746 (1996)
- Векслер, Тинкер (R. Wechsler and J. Tinker), *Ann. Rev.* **56**, 435 (2018)
- Виейра и др. (J. D. Vieira, D. P. Marrone, S. C. Chapman, C. De Breuck, Y. D. Hezaveh, A. Weiß, J. E. Aguirre, K. A. Aird, et al.), *Nature* **495**, 344 (2013)
- Виера и др. (Vieira K., Dinescu D., van Altena W., et al.) *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica* **25**, 35 (2006)
- Виетри, Острайкер (M. Vietri and J. Ostriker), *Astrophys. J.* **267**, 488 (1983)
- Вильгус и др. (M. Wielgus, K. Akiyama, L. Blackburn, C.-k. Chan, J. Dexter, S. S. Doeleman, V. L. Fish, S. Issaoun, M. D. Johnson et al.), *Astrophys. J.* **901**, 67 (2020)
- Воган (S. Vaughan) *arXiv e-prints*, arXiv:1309.6435 (2013)
- Вонг и др. (K. C. Wong, S. H. Suyu, G. C.-F. Chen, C. E. Rusu, M. Millon, D. Sluse, V. Bonvin, C. D. Fassnacht, et al.), *arXiv e-prints*, (2019)
- Вукниц и др. (Wucknitz O., Biggs A.D., Browne I.W.A.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **349**, 14 (2004)
- Вэлш и др. (D. Walsh, R. F. Carswell, and R. J. Weymann), *Nature* **279**, 381 (1979)
- Ганн, Петерсон (Gunn JE, Peterson BA.) *Astrophys. J.* **142**, 1633 (1965)
- Гао и др. (F. Gao, J. A. Braatz, M. J. Reid, K. Y. Lo, J. J. Condon, C. Henkel, C. Y. Kuo, C. M. V. Impellizzeri, et al.), *Astrophys. J.* **817**, 128 (2016).

- Геххардт и др. (Gebhardt K., Pryor C., Williams T.B. et al.) *Astron. J.* **113**, 1026 (1997)
- Геххардт и др. (K. Gebhardt, R.M. Rich, and L.C. Ho), *Astrophys. J.* **634**, 1093 (2005)
- Гримм и др. (Grimm H.J., Gilfanov M., Sunyaev R.), *Astron. Astrophys.* **391**, 923 (2002)
- Грин и др. (Greene, Jenny E.; Strader, Jay; Ho, Luis C.), *ARA&A* **58**, 257 (2020)
- Грист (Griest K.), *Astrophys. J.* **366**, 412 (1991)
- Грот (Groth E.J.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **29**, 443 (1975)
- Гуйно, Пети (Guinot B. and Petit G.) *Astron. Astrophys.* **248**, 292 (1991)
- Дай и др. (Dye S. et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **452**, 2258 (2015)
- Далал и Грист (Dalal N. and Griest K.), *Astrophys. J.* **561**, 481 (2001)
- Далессандро и др. (D'Alessandro F., Deshpande A.A., McCulloch P.M.), *Astron. Astrophys.* **18**, 5 (1997)
- Данфорс и др. (C. Danforth, B. Keeney, E. Tilton, J. Shull, J. Stocke, M. Stevans, M. Pieri, B. Savage et al.), *Astrophys. J.* **817**, 111 (2016)
- Даунс (Downs G.), *Astrophys. J.* **257**, L67 (1982)
- Даунс, Рейхли (Downs G.S. and Reichley P.E.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **53**, 169 (1983)
- Даунс, Краузе-Полстрофф (Downs and Krause-Polstroff J.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **62**, 81 (1986)
- Двек и др. (Dwek E., Arendt R., Hauser M., et al.), *Astrophys. J.* **445**, 716 (1995)
- де Крижс, ван дер Круит (de Grijs R., van der Kruit P.C.) *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **117**, 19 (1996)
- Деморест и др. (Demorest P. B., Pennucci T., Ransom S. M., Roberts M. S. E., Hessels J. W. T.), *Nature*, **467**, 1081 (2010)
- Демянский и др. (M. Demianski, A. Doroshkevich and V. Turchaninov), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **371**, 915 (2006)
- Демянский и др. (Демянский М., Дорошкевич А.Г., Ларченкова Т.И.) *Письма в Астрон. журн.* **46**, 383 (2020)
- Демянский, Дорошкевич (M. Demianski and A. Doroshkevich), *Astron. Rep.* **62**, 859 (2018)
- Демянский М., Дорошкевич А.Г., Ларченкова Т.И., Пилипенко С.В., *Астрон. журн.*, том **97**, № 11, 883 (2020)
- Демянский, Просиньски (Demianski M., Prószynski M.), *Nat.* **282**, 383 (1979)
- Денен, Бинни (W. Dehnen, J. Binney), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **294**, 429 (1998)
- Джорстад и др. (S.G. Jorstad, A.P. Marscher, J.R. Mattox, A.E. Wehrle, S.D. Bloom, and A.V. Yurchenko), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **134**, 181 (2001)
- Дзоши, Разио (Joshi, K.J. and Rasio F.A.), *Astrophys. J.* **479**, 948 (1997)
- Диеманд и др. (J. Diemand, B. Moore, and J. Stadel), *Nature* **433**, 389 (2005)
- Долгов, Постнов (Dolgov, A.; Postnov, K.), *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **04**, 036 (2017)
- Доминик (Dominik M.), *Astron. Astrophys.* **333**, 893 (1998)
- Доминик (Dominik M.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **367**, 669 (2006)

- Доминик, Саху (M. Dominik, K. C. Sahu), *Astrophys. J.* **534**, 213 (2000)
- Дорошенко О.В., Копейкин С.М. *Астрон. журнал* **67**, 986 (1990)
- Дорошенко и Копейкин (Doroshenko O.V., Kopeikin S.M.), *Sov. Astron.* **34**, (5), 496 (1990)
- Дорошенко, Копейкин (O.V. Doroshenko and S.M. Kopeikin), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **274**, 1029 (1995)
- Дорошенко (Doroshenko O.V.) [www.mpifrbonn.mpg.de/div/pulsar/former/olegd/soft](http://www.mpifrbonn.mpg.de/div/pulsar/former/olegd/soft) (1997)
- Дорошкевич и др. (A. Doroshkevich, D. Tucker, S. Allam, and M. Way), *Astron. Astrophys.* **418**, 7 (2004)
- Дорошкевич, Верходанов (A. Doroshkevich and O. Verchodanov), *Phys. Rev. D* **83**, 4 (2011)
- Ермаш и др. (A. A. Ermash, S. V. Pilipenko, and V. N. Lukash), *Astronomy Letters*, **46**, No. 5, 298 (2020)
- Жданов, Жданова (V. I. Zhdanov, V. V. Zhdanova), *Astron. Astrophys.* **299**, 321 (1995)
- Завала, Френк (T. Zavala and C. Frenk), *Galaxy* **7**, 81 (2019)
- Засов А.В., Хоперсков А.В., Тюрина Н.В. *Письма в Астрон. Журнал* **30**, 653 (2004)
- Захаров А.В., Сажин М.В. *УФН* **41**, 945 (1998)
- Земцов и др. (M. Zemcov, A. Blain, A. Cooray, M. Béthermin, J. Bock, D. L. Clements, A. Conley, L. Conversi, et al.), *Astrophys. J.* **769**, L31 (2013)
- Зоккали и др. (Zoccali M., Cassisi S., Frogel J. A. et al.), *Astrophys. J.* **530**, 418 (2000)
- Ивисон и др. (R. J. Ivison, I. Smail, A. Amblard, V. Arumugam, C. De Breuck, B. H. C. Emonts, I. Feain, T. R. Greve, et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **425**, 1320 (2012)
- Икеучи (S. Ikeuchi), *Astrophys. Space Sci.* **118**, 509 (1986)
- Ирсик и др. (V. Irsic, M. Viel, T. Berg, V. D'Odorico, M. Haehnelt, S. Cristiani, G. Surani, T.-S. Kim, et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **466**, 4332 (2017)
- Ирсик, МакКуинн (V. Irsic and M. McQuinn), *JCAP* **04**, 026 (2018)
- Ишияма (T. Ishiyama), *Astrophys. J.* **788**, 27 (2014)
- Йетзер и др. (Jetzer Ph., Straessle M., Wandeler U.), *Astron. Astrophys.* **336**, 411 (1998)
- Йорк и др. (T. York, N. Jackson, I.W.A. Browne, O. Wucknitz, J.E. Skelton), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **357**, 124 (2005)
- Каделано и др. (Cadelano, M.; Ransom, S. M.; Freire, P. C. C.; Ferraro, F. R.; Hessels, J. W. T.; Lanzoni, B.; Pallanca, C.; Stairs, I. H.), *Astrophys. J.* **855**, 125 (2018)
- Какиичи и др. (K. Kakiichi, M. Dijkstra, B. Ciardi, and L. Graziani), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **463**, 4019 (2016)
- Каланог и др. (Calanog J. A. et al.), *Astrophys. J.* **797**, 138 (2014)
- Канекар и др. (N. Kanekar, J. Wagg, R. R. Chary, and C. L. Carilli), *Astrophys. J.* **771**, L20 (2013)

- Кардашев Н.С. УФН, **179**, 1191 (2009)
- Кардашев и др. (N. S. Kardashev, I. D. Novikov, V. N. Lukash, S. V. Pilipenko, E. V. Mikheeva, D. V. Bisikalo, D. S. Wiebe, A. G. Doroshkevich, et al.), Phys. Uspekhi **57**, 1199 (2014)
- Кардашев (N. S. Kardashev), Астрон. журн. **61**, 310 (2017)
- Карлстром и др. (Carlstrom J. E. et al.), PASP, **123**, 568 (2011)
- Карни, Лэтэм (Carney B. W., Latham D. W.), Proceedings of the IAU Symposium, **39** (1987)
- Каспи и др. (Kaspi V.M., Taylor J.H., Ryba M.F.), Astrophys. J. **428**, 713 (1994)
- Кассиола, Ковнер (Kassiola A., Kovner I.), Astrophys. J. **417**, 450 (1993)
- Кельсон и др. (Kelson D.D., Illingworth G.D., van Dokkum P.G., Franx M.), Astrophys. J. **531**, 159 (2000)
- Кизилтан и др. (Kiziltan B., Baumgardt H., Loeb A.) Nature, **542**, 203 (2017a)
- Кизилтан и др. (Kiziltan B., Baumgardt H., Loeb A.) Nature, **545**, 510 (2017b)
- Кинг (King I.R.), Astron. J. **71**, 64 (1966)
- Кинг (Кинг А. Р.) Введение в классическую звездную динамику, "Едиториал УРСС", Москва (2002)
- Кинни и др. (B. Keeney, J. Stocke, C. Danforth, J. Shull, C. Pratt, C. Froning, J. Green, S. Penton et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **230**, 6 (2017)
- Китон, Кочанек (C.R. Keeton and C.S. Kochanek), Astrophys. J. **495**, 157 (1998)
- Китон и др. (C.R. Keeton, B.S. Gaudi and A.O. Petters), Astrophys. J. **598**, 138 (2003)
- Кларк и др. (G. Clark, T. Markett, and F. Li), Astrophys. J. **199**, L93 (1975)
- Клыпин и др. (A. Klypin, S. Trujillo-Gomez, and J. Primack), Astrophys. J. **740**, 102 (2011)
- Ковалев и др. (Y.Y. Kovalev, K.I. Kellermann, M.L. Lister), Astronom. J. **130**, 2473 (2005)
- Ковалев и др. (Y. Y. Kovalev, A. P. Lobanov, A. B. Pushkarev, J. A. Zensus), Astron. Astrophys. **483**, 759 (2008)
- Кокс и др. (Cox P. et al.), Astrophys. J. **740**, 63 (2011)
- Коллаборация Планк ( Planck Collaboration, N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Ballardini, A. J. Banday, et al.), arXiv e-prints , (2018)
- Комацу и др. (E. Komatsu, K. Smith, J. Dunkley, C. Bennett, B. Gold, G. Hinshaw, N. Jarosik, D. Larson, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **182**, 18 (2011)
- Коначки и др. (Konacki M., Lewandowski W., Wolszczan A., Doroshenko O., Kramer M.), Astrophys. J. **519**, L81 (1999)
- Конли и др. (Conley A. et al.), Astrophys. J. **732**, L35 (2011)
- Копейкин (Kopeikin S.M.) Phys. Rev. D **56**, 4455 (1997a)
- Копейкин (Kopeikin S.M.) Mon. Not. R. Astron. Soc. **288**, 129 (1997b)
- Копейкин (S.M. Kopeikin), Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **305**, 563 (1999)
- Копейкин, Потапов (Kopeikin S.M. and Potapov V.A.) Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **355**, 395 (2004)
- Копейкин, Шефер (Kopeikin S.M. and Schafer G.) Phys. Rev. D **60**, 124002 (1999)



- Кордес (Cordes J.M.) *Astrophys. J.* **237**, 216 (1980)
- Кордес, Даунс (Cordes J.M. and Downs G.S.) *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **59**, 343 (1985)
- Корманн и др. (Kormann R., Schneider P., Bartelmann M.) *Astron. Astrophys.* **284**, 285 (1994)
- Кохен и др. (A.S. Cohen, J.N. Hewitt, C.B. Moore and D.B. Haarsma), *Astrophys. J.* **545**, 578 (2000)
- Кочанек (C. S. Kochanek) *Astrophys. J.* **373**, 354 (1991)
- Коэ и др. (D. Coe, B. Salmon, M. Bradac, L. D. Bradley, K. Sharon, A. Zitrin, A. Acebron, C. Cerny, et al.), *Astrophys. J.* **884**, 85 (2019)
- Краусс, Смолл (L.M. Krauss and T.A. Small), *Astrophys. J.* **378**, 22 (1991)
- Кузмин Г.Г. *Астрон. Журнал* **33**, 27 (1956)
- Куийкен, Гилмор (Kuijken K., Gilmore G.) *Astrophys. J.* **367**, L9 (1991)
- Кэси и др. (C. M. Casey, D. Narayanan, and A. Cooray), *Phys. Rept.* **541**, 45 (2014)
- Лайн (Lyne A.) *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **341**, 39 (1992)
- Лайн и др. (Lyne A.G., Brinklow A., Middleditch J. et al.) *Nature* **328**, 399 (1987)
- Лайн, Грехэм-Смит (Lyne A.G. and Graham-Smith F.) *Pulsar Astronomy* (Cambridge: Cambridge Univ Press) (2005)
- Лапорте и др. (N. Laporte, H. Katz, R. S. Ellis, G. Lagache, F. E. Bauer, F. Boone, A. K. Inoue, T. Hashimoto, et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **487**, L81 (2019)
- Ларченкова (Larchenkova T.I.) *ASP Conference Series* **202**, San Francisco: ASP, ed. by M. Kramer, N. Wex, and N. Wielebinski, 89 (2000)
- Ларченкова, Дорошенко (T.I. Larchenkova and O.V. Doroshenko), *Astron. Astrophys.* **297**, 607 (1995)
- Ларченкова, Дорошенко (Larchenkova T.I., Doroshenko O.V.) *Proceedings of the 173rd Symposium of the IAU*, ed. by C. S. Kochanek and Jacqueline N. Hewitt, Kluwer Academic Publishers; Dordrecht, 239 (1996)
- Ларченкова и др. (Larchenkova T.I., Lutovinov A.A., Lyskova N.S.), *Astronomy Letters* **37**, 233 (2011a)
- Ларченкова и др. (Larchenkova T.I., Lyskova N.S., Lutovinov A.A.), *Astronomy Letters* **37**, 441 (2011b)
- Ларченкова и др. (Larchenkova T.I., Lutovinov A.A., Lyskova N.S.), *Proceedings IAU Symposium No. 275 "Jets at all Scales"*, ed. by G.E. Romero, R.A. Sunyaev, T. Belloni **275**, 106 (2011b)
- Ларченкова и др. (Larchenkova T.I., Lutovinov A.A., Lyskova N.S.), *Proceedings of the 48th Rencontres de Moriond (Very High Energy Phenomena in the Universe)*, ed. by E. Auge, J. Dumarchez and J. Tran Thanh Van, 337 (2013)
- Ларченкова и др. (Larchenkova T.I., Lutovinov A.A., Lyskova N.S.), *Proceedings of the 49th Rencontres de Moriond (Cosmology 2014)*, ed. by E. Auge, J. Dumarchez and J. Tran Thanh Van, 381 (2014)
- Ларченкова и др. (Larchenkova T.I., Lutovinov A.A., Lyskova N.S.) *Astrophys. J.* **835**, 51 (2017)
- Ларченкова и др. (Larchenkova T.I., Lyskova N.S., Petrov L., Lutovinov A.A.) *Astrophys. J.* **898**, 51 (2020a)

- Ларченкова и др. (Larchenkova T.I., Ermash A.A., Doroshkevich A.G.), *Astronomy Letters* **45**, 821 (20206)
- Ларченкова, Копейкин (Larchenkova T.I., Kopeikin S.M.), *Astronomy Letters* **32**, 18 (2006a)
- Ларченкова, Копейкин (Larchenkova T.I., Kopeikin S.M.), *Proceedings of the 230th Symposium of the IAU*, ed. by E. J. A. Meurs; G. Fabbiano. Cambridge: Cambridge University Press, 51 (2006b)
- Ларченкова, Копейкин (Larchenkova T.I., Kopeikin S.M.) *Relativistic Astrophysics Legacy and Cosmology - Einstein's Legacy*, ESO Astrophysics Symposia, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 92 (2007)
- Ларченкова, Лутовинов (Larchenkova T.I., Lutovinov A.A.), *Astronomy Letters* **33**, 455 (2007)
- Ларченкова, Лутовинов (Larchenkova T.I., Lutovinov A.A.), *Astronomy Letters* **35**, 235 (2009)
- Ларченкова, Лутовинов (Larchenkova T.I., Lutovinov A.A.), *Proceedings of XXIst Rencontres de Blois "Windows on the Universe"*, ed. by L.Celnikier, J.Dumarchez, J.Tran Thanh Van, THE GIOI Publishers, 579 (2010)
- Латимер (Lattimer, J. M.), *Universe*, **5**, 159 (2019)
- Лаунхардт и др. (Launhardt R., Zylka R., Mezger P. G.), *Astron. Astrophys.***384**, 112 (2002)
- Лацио и др. (T. J. W.Lazio, R.Ojha, A. L.Fey, L.Kedziora-Chudczer, J. M.Cordes, D. L.Jaunsey, J. E. J.Lovell) *Astrophys. J.***672**, 115 (2008)
- Ли и др. (Lee C. H., Seitz S., Riffeser A., Bemder R.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.***407**, 1597L (2010)
- Ли и др. (M. Lee, J. Kang, J. Lee, and I.S. Jang), *Astrophys. J.* **812**, L34 (2017)
- Либескинд и др. (N. Libeskind, R. van de Weygaert, M.Cautun, B. Falck, E. Tempel, T.Abel, M. Alpaslan, M. Aragon-Calvo, et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.***473**, 1195 (2018)
- Линдегрэн и др. (L.Lindegren, J.Hernandez, A.Bombrun, S.Klioner, U.Bastian, M.Ramos-Lerate, A.de Torres, H.Steidelmuller et al.), *Astron. Astrophys.***616**, A2 (2018)
- Линдс (Lynds, C.R.) *IAU Symposium* **44**, 127 (1970)
- Линдс, Петросян (R. Lynds and V. Petrosian), *Bull. American Astron. Soc.*1014 (1986)
- Листер и др. (M. L.Lister, D. C.Homan, T.Hovatta, K. I.Kellermann, S.Kiehlmann, Y. Y.Kovalev, W.Mah-Moerbeck, A. B.Pushkarev, A. C. S.Readhead, E.Ros, T.Savolainen), *Astrophys. J.***874**, 43 (2019)
- Лоример (Lorimer D.) <http://www.limingreviews.org/lrr-2001-5>
- Лоример и др. (Lorimer D.R., Camilo F., Freire P., et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **340**, 1359 (2003)
- Лу, Конг (Lu T.-N., Kong A. K. H.), *Astrophys. J.***729**, L25 (2011)
- Луо и др. (J.Luo, S.Ransom, P.Demorest, P.Ray, A.Archibald, M.Kerr, R.Jennings et al.) eprint arXiv:2012.00074 (2021)
- Лью, Рик (J. Lyu and G. H. Rieke), *Astrophys. J.***841**, 76 (2017)

- Ма и др. (Ma, C., Arias, E. F., Eubanks, T. M., et al.), *Astronom. J.* **116**, 516 (1998)
- Майтл и др. (Mittal R. et al.), *Astron. Astrophys.* **447**, 515 (2006)
- Маккарон и др. (T. Maccarone, A. Kundu, S. Zepf, and K. Rhode), *Nature* **445**, 183 (2007)
- Маккарон, Сервиллат (Maccarone T. J., Servillat M.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **389**, 379 (2008)
- Маккарон, Сервиллат (Maccarone T. J., Servillat M.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **408**, 2511 (2010)
- МакКуинн (M. McQuinn), *Ann. Rev.* **54**, 313 (2016)
- МакЛоулин и др. (D. McLaughlin, J. Anderson, G. Meylan et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **166**, 249 (2006)
- МакЛоулин (McLaughlin, M. A.) *Classical and Quantum Gravity*, **30**, 224008 (2013)
- МакМиллан (P. J. McMillan), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **465**, 76 (2017)
- МакНамара и др. (B. J. McNamara, T. E. Harrison, and J. Anderson), *Astrophys. J.* **595**, 187 (2003)
- Манн и др. (Mann C., et al.), preprint, p. arXiv:1807.03307 (2018)
- Мао, Шнайдер (S. Mao and P. Schneider), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **295**, 587 (1998)
- Марти-Видадь и др. (I. Martí-Vidal, E. Ros, M. A. Pérez-Torres, J. C. Guirado, S. Jiménez-Monferrer, J. M. Marcaide), *Astron. Astrophys.* **515**, A53 (2010)
- Мартинес-Дельгадо и др. (D. Martinez-Delgado, R. Lasker, M. Ssharina, E. Toloba, J. Fliri, R. Beaton, D. Valls-Gabaud, I. Karachentsev, et al.), *Astrophys. J.* **151**, 96 (2016)
- Матвеевко Л.И., Сиваконь С.С., Джорстад С.Г., Маршер А.П., *Письма в Астрон. журн.* **36**, 163 (2010)
- Матвеевко Л.И., Селезнев С.В., *Письма в Астрон. журн.* **37**, 176 (2011)
- Матсакис и др. (Matsakis D.N., Taylor J.H., Marshall Eubanks T.) *Astron. Astrophys.* **326**, 924 (1997)
- Матти и др. (J. Matthee, D. Sobral, L. A. Boogaard, H. Röttgering, L. Vallini, A. Ferrara, A. Paulino-Afonso, F. Boone, et al.), *Astrophys. J.* **881**, 124 (2019)
- Мейксин (A. Meiksin), *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1405 (2009)
- Мерит и др. (A. Merritt, P. van Dokkum, S. Danieli, R. Abraham, J. Zhang, I. Karachentsev, and L. Makarova), *Astrophys. J.* **833**, 168 (2016)
- Мессиас и др. (Messias H. et al.), 2014, *A&A*, 568, 92
- Мизнер, Торн, Уиллер "Гравитация"
- Миллер и Скало (Miller G. and Scalo J.), *ApJS*, **41**, 513 (1979)
- Нааб, Острикер (T. Naab and J. Ostriker), *Ann. Rev.* **55**, 59 (2017)
- Наир и др. (S. Nair, D. Narasimha and A.P. Rao), *Astrophys. J.* **407**, 46 (1993)
- Найери и др. (H. Nayyeri, M. Keele, A. Cooray, D. A. Riechers, R. J. Ivison, A. I. Harris, D. T. Frayer, A. J. Baker, et al.), *Astrophys. J.* **823**, 17 (2016)
- Нарайан, Бартельманн (Narayan R, Bartelmann M.) (astro-ph/9606001v2) (1997)
- Нг и др. (Ng, C.; Guillemot, L.; Freire, P. C. C.; Kramer, M.; Champion, D. J.; Cognard, I.; Theureau, G.; Barr, E. D.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **493**, 1261

(2020)

Негрелло и др. (M. Negrello, F. Perrotta, J. González-Nuevo, L. Silva, G. de Zotti, G. L. Granato, C. Baccigalupi, and L. Danese), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **377**, 1557 (2007)

Негрелло и др. (M. Negrello, R. Hopwood, G. De Zotti, A. Cooray, A. Verma, J. Bock, D. T. Frayer, M. A. Gurwell, et al.), *Science* **330**, 800 (2010)

Негрелло и др. (M. Negrello, S. Amber, A. Amvrosiadis, Z.-Y. Cai, A. Lapi, J. Gonzalez-Nuevo, G. De Zotti, et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **465**, 3558 (2017)

Нойола и др. (E. Noyola, K. Gebhardt, and M. Bergmann), *ASP Conf. Ser.* **352**, 269 (2006)

Нусита и др. (Nucita A. A., De Paolis F., Ingresso G., Giordano M., Manni L.), *ApJ*, **823**, 120 (2016)

R. Bower, R. Crain, et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **452**, 3650 (2015)

Оорт (Oort J.N.), *Bull. Astr. Inst. Netherlands* **15**, 45 (1960)

Ословский и др. (Osłowski, S.; van Straten, W.; Demorest, P.; Bailes, M.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **430**, 416 (2013)

Острайкер и др. (Ostriker J., Peebles P.J.E., Yahil A.), *Astrophys. J.* **193**, L1 (1974)

Патнайк и др. (A.R. Patnaik, I.W.A. Browne, L.J.King), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **261**, 435 (1993)

Патнайк и др. (A.R. Patnaik, R.W. Porcas and W.A. Browne), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **274**, L5 (1995)

Пачинский (B. Paczynski), *Nature* **325**, 572 (1987)

Пенг и др. (C. Y. Peng, C. D. Impey, H.-W. Rix, C. S. Kochanek, C. R. Keeton, E. E. Falco, J. Lehar and B. A. McLeod, et al.), *Astrophys. J.* **649**, 616 (2006)

Перродин, Сесана (Perrodin, D., and Sesana, A.) in *Astrophysics and Space Science Library*, **457**, *Astrophysics and Space Science Library*, ed. L. Rezzolla, P. Pizzochero, D. I. Jones, N. Rea, I. Vida?na, 95 (2018)

Петров (L.Petrov) *Astron. Astrophys.* **467**, 359 (2007)

Петров, Бой (L.Petrov, J-P.Boy), *Journal of Geophysical Research (Solid Earth)* **109**, B03405 (2004)

Петров, Ковалев (L.Petrov, Y. Y.Kovalev), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **471**, 3775 (2017)

Пилбратт и др. (Pilbratt G. et al.), *A&A* **518**, 1 (2010)

Пилипенко и др. (S. V. Pilipenko, M. V. Tkachev, A. A. Ermash, T. I. Larchenkova, E. V. Mikheeva, and V. N. Lukash), *Письма в Астрон. журн.* **43**, 644 (2017)

Плавин и др. (A. V.Plavin, Y. Y.Kovalev, A. B.Pushkarev, A. P.Lobanov), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **485**, 1822 (2019)

Пресс (W. H.Press), *Comments on Astrophysics*, **7**, 4, 103 (1978)

Пресс, Шехтер (W. Press and P. Schechter), *Astrophys. J.* **187**, 425 (1974)

Прочаска и др. (J. Prochaska, J. Werk, G. Worseck, T. Tripp, J. Tumlinson, J. Burchett, A. Fox, M. Fumagalli, et al.), *Astrophys. J.* **837**, 116 (2017)

Пугачев В.С. *Теория стохастических функций*, Москва, (1960)

Пушкарев и др. (A. B.Pushkarev, Y. Y.Kovalev, M. L.Lister, T.Hovatta,

- T.Savolainen, M. F.Aller, H. D.Aller, E.Ros, J. A.Zensus, J. L.Richards, W.Max-Moerbeck, A. C. S.Readhead), *Astron. Astrophys.* **555**, A80 (2013)
- Пушкарев, Ковалев (A. B.Pushkarev, Y. Y.Kovalev), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **452**, 4274 (2015)
- Раух (Rauch, M.) *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **36**, 1998267 (1998)
- Раух и др. (Rauch, Michael; Miralda-Escude, Jordi; Sargent, Wallace L. W.; Barlow, Tom A.; Weinberg, David H.; Hernquist, Lars; Katz, Neal; Cen, Renyue; Ostriker, Jeremiah P.), *Astrophys. J.* **489**, 7 (1997)
- Ревнивцев и др. (Revnitsev M., Sazonov S., Gilfanov M., et al.) *Astron. Astrophys.* **452**, 168 (2006)
- Рейд, Брунтхайлер (Reid H.J., Brunthaler A.) *Astrophys. J.* **616**, 872 (2004)
- Рейд и др. (M. J. Reid, J. A. Braatz, J. J. Condon, K. Y. Lo, C. Y. Kuo, C. M. V. Impellizzeri, and C. Henkel), *Astrophys. J.* **767**, 154 (2013)
- Рефсдал (S. Refsdal), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **128**, 295 (1964)
- Рид, Хонма (M. J.Reid, M.Honma), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **52**, 339 (2014)
- Риесс и др. (A. G. Riess, S. Casertano, W. Yuan, L. M. Macri, and D. Scolnic), *Astrophys. J.* **876**, 85 (2019)
- Рис (M. Rees), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **218**, 25 (1986)
- Родин А.Е., Кандидатская диссертация, ФИАН, Москва (1999)
- Родин, Старовойт, *Астрономический циркуляр*, **1642** (2018)
- Роман, Тражилло (J. Roman and I. Trujillo), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **468**, 703 (2017)
- Рорай и др. (A. Rorai, G. Becker, M. Haehnelt, R.F. Carswell, J.S. Bolton, S. Cristiani, V. D'Odorico, G. Cupani, et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **466**, 2690 (2017)
- Рубин др. (Rubin V.C., Ford W.K., Thonnard N.) *Astrophys. J.* **238**, 471 (1980)
- Руди и др. (G. Rudie, C. Steisel, R. Trainov, O. Rakic, M. Bogosavljevic, M. Pettini, N. Reddy, A. Shapley, et al.), *Astrophys. J.* **750**, 67 (2012)
- Руле, Молерах (Roulet E., Mollerach S.) *Phys. Rept.* **279**, 67 (1997)
- Рыба, Тейлор (Ryba M.F. and Taylor J.N.) *Astrophys. J.* **371**, 739 (1991)
- Рэнсом и др. (Ransom S.M., Hessels J.W.T., Stairs I.H. et al.) *Science* **307**, 892 (2005)
- Рэнсом и др. (Ransom, S., Brazier, A., Chatterjee, S., et al.) in *BAAS* **51**, 195 (2019)
- Саджадян (Sajadian S.), *AJ*, **149**, 147 (2015)
- Сажин (M.V. Sazhin) *Abstracts of 11th Intern. Conf. on General Relativity and Gravitation, Stockholm: Sweden, II*, 519 (1986)
- Сажин М.В. (Sazhin M. V.), *AstL*, **22**, 573 (1996)
- Сажин и др. (Sazhin M. V., Zharov V. E., Volyntkin A. V., Kalinina, T. A.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **300**, 287 (1998)
- Сажин и др. (Sazhin M. V., Zharov V. E., Kalinina, T. A.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **323**, 952 (2001)
- Сакетт (P.D. Sackett), *Astrophys. J.* **483**, 103 (1997)

- Сандерс, Мирабель (D. B. Sanders and I. F. Mirabel), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **34**, 749 (1996)
- Селина и др. (R. J. Selina, E. J. Murphy, M. McKinnon, A. Beasley, B. Butler, C. Carilli, B. Clark, S. Durand, A. Erickson, W. Grammer, R. Hiriart, J. Jackson, B. Kent, B. Mason, M. Morgan, O. Y. Ojeda, V. Rosero, W. Shillue, S. Sturgis, D. Urbain), in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. **517**, *Science with a Next Generation Very Large Array*, ed. E. Murphy, 15 (2018)
- Скаргл (J. D. Scargle) *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **45**, 1 (1981)
- Смирнов и др. (A. V. Smirnov, A. M. Baryshev, S. V. Pilipenko, N. V. Myshonkova, V. B. Bulanov, M. Y. Arkipov, I. S. Vinogradov, S. F. Likhachev, et al.), *Proceedings of the SPIE Space Telescopes and Instrumentation 2012: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, p. 84424C (2012)
- Смирнова, Шишов (Smirnova T. V. and Shishov V. I.) *Astrophys. Space Sci.* **278**, 71 (2001)
- Смит и др. (Smith M. C., Ruchti G. R., Helmi A.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **379**, 755 (2007)
- Соколовский и др. (K. V. Sokolovsky, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, A. P. Lobanov) *Astron. Astrophys.* **532**, A38 (2011)
- Софу, Рубин (Sofue Y., Rubin V.) *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **39**, 137 (2001)
- Спаркс и др. (W. B. Sparks, J. A. Biretta, F. Macchetto), *Astrophys. J.* **473**, 254 (1996)
- Спилкер и др. (Spilker J. S. et al.), *Astrophys. J.* **826**, 112 (2016)
- Спитцер Л., *Динамическая эволюция шаровых скоплений*, М: “Мир” (1990)
- Старк и др. (D. P. Stark, J. Richard, B. Siana, S. Charlot, W. R. Freeman, J. Gutkin, A. Wofford, B. Robertson, et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **445**, 3200 (2014)
- Старк и др. (D. P. Stark, J. Richard, S. Charlot, B. Clément, R. Ellis, B. Siana, B. Robertson, M. Schenker, et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **450**, 1846 (2015)
- Старовойт Е. и Родин А., *Астрон. журн.*, том **94**, № 11, 944 (2017)
- Суйу и др. (S. H. Suyu, T. Treu, S. Hilbert, A. Sonnenfeld, M. W. Auger, R. D. Blandford, T. Collett, F. Courbin, et al.), *Astrophys. J.* **788**, L35 (2014)
- Суйу и др. (S. H. Suyu, V. Bonvin, F. Courbin, C. D. Fassnacht, C. E. Rusu, D. Sluse, T. Treu, K. C. Wong, et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **468**, 2590 (2017)
- Сукэйл и др. (G. Soucail, B. Fort, Y. Mellier, and J. P. Picat), *Astron. Astrophys.* **172**, L14 (1987)
- Сюэ и др. (Xue X. X., Rix H. W., Zhao G. et al.), *Astrophys. J.* **684**, 1143 (2008)
- Тамлинсон и др. (J. Tumlinson, M. Peebles, and J. Werk), *Ann. Rev.* **55**, 389 (2017)
- Тегмарк, Залдаряга (M. Tegmark and M. Zaldarriaga), *Phys. Rev. D* **66**, 103508 (2002)
- Тейлор (Taylor J. H.) *Proc. IEEE* **79**, 1054 (1991)
- Тейлор, Вайсберг (Taylor J. H. and Weisberg J. M.) *Astrophys. J.* **345**, 434 (1989)
- Тейлор и др. (Taylor J. H., Manchester R. N., Lyne A. G.) *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **88**, 529 (1993)
- Тейлор и др. (Taylor, S. R., Vallisneri, M., Ellis, J. A., et al.), *ApJL*, **819**, L6 (2016)

- Тернер и др. (E. Turner, J. Ostriker, and J. Gott), *Astrophys. J.* **284**, 1 (1984)
- Тиммер, Кениг (J. Timmer, M. Koenig), *Astron. Astrophys.* **300**, 707 (1995)
- Тоннесен и др. (S. Tonnesen, B. Smith, J. Kollmeier, and R. Cen), *Astrophys. J.* **845**, 47 (2017)
- Тремоу и др. (Tremou E., et al.), *Astrophys. J.* **862**, 16 (2018)
- Трифаленков и др. (Trifalenzov, I. A.; Sazhin, M. V.; Cherepashchuk, A. M.), *Astronomy Reports* **40**, 458 (1996)
- Уокер, Саваж (B. Wakker and B. Savage), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **182**, 378 (2009)
- Уокер и др. (B. Wakker, A. Hernandez, D. French, T.-S. Kim, B. Oppenheimer, and B. Savage), *Astrophys. J.* **814**, 40 (2015)
- Уолкер и др. (M. Walker, M. Mateo, E. Olszewski, J. Penarrubia, N. Evans, and G. Gilmore), *Astrophys. J.* **704**, 1274 (2009)
- Уордлоу и др. (Wardlow J. et al.), *Astrophys. J.* **762**, 59 (2013)
- Фейсель и Миньяр (Feissel M. and Mignard F.), *Astron. Astrophys.* **331**, 33 (1998)
- Ферон и др. (Feron C., Hjorth J., McKean J.P., Samsing J.) *Astrophys. J.* **696**, 1319 (2009)
- Фидлер и др. (R. L. Fiedler, B. Dennison, K. J. Johnston, A. Hewish) *Nature* **326**, 6114, 675 (1987)
- Фидлер и др. (R. L. Fiedler, B. Dennison, K. J. Johnston, E. B. Waltman, R. S. Simon) *Astrophys. J.* **430**, 581 (1994)
- Франк, Рис (J. Frank and M. Rees), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **176**, 633 (1976)
- Фрейер (Freire P. C. C.) in van Leeuwen J., ed., *IAU Symposium Vol. 291, Neutron Stars and Pulsars: Challenges and Opportunities after 80 years.* 243 (2013) (arXiv:1210.3984)
- Фрейер (Freire P.C.) "Pulsars in Globular Clusters", <http://www.naic.edu/~pfreire/GCpsr.html>
- Фрейер и др. (Freire P., Camilo F., Kramer M., et al.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **340**, 1359 (2003)
- Фрейер, Векс (Freire P., Wex N.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **409**, 199 (2010)
- Фрейер и др. (Freire, P. C. C.; Ridolfi, A.; Kramer, M.; Jordan, C.; Manchester, R. N.; Torne, P.; Sarkissian, J.; Heinke, C. O.; D'Amico, N.; Camilo, F.; Lorimer, D. R.; Lyne, A. G.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **471**, 857 (2017)
- Фридман и др. (W. L. Freedman, B. F. Madore, D. Hatt, T. J. Hoyt, I. S. Jang, R. L. Beaton, C. R. Burns, M. G. Lee, et al.), *Astrophys. J.* **882**, 34 (2019)
- Фэй и др. (A. L. Fey, D. Gordon, C. S. Jacobs, C. Ma, R. A. Gaume, E. F. Arias, G. Bianco, D. A. Boboltz et al.), *Astronom. J.* **150**, 58 (2015)
- Хада и др. (K. Hada, K. Niinuma, J. Sitarek, C. Spingola, A. Hirano), *Astrophys. J.* **901**, 2 (2020)
- Хан и др. (Han C., Chun M., Chang K.), *Astrophys. J.* **526**, 405 (1999)
- Хао и др. (C.-N. Hao, J.-S. Huang, X. Xia, X. Zheng, C. Jiang, and C. Li), *Astrophys. J.* **864**, 145 (2018)
- Харрис (Harris W.E.) *Astron. J.* **112**, 1487 (1996)
- Хегги, Хут (Heggie D.C., Hut P.) *IAU Symposium No. 174, Published by Kluwer Academic Publishers*, 303 (1996)

- Хезаве и др. (Y. D. Hezaveh, D. P. Marrone, C. D. Fassnacht, J. S. Spilker, J. D. Vieira, J. E. Aguirre, K. A. Aird, M. Aravena, et al.), *Astrophys. J.* **767**, 132 (2013)
- Хоббс и др. (Hobbs G., Lorimer D., Lyne A., Kramer M.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **360**, 974 (2005)
- Хоббс и др. (Hobbs, G. B., Edwards, R. T., Manchester, R. N.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **369**, 655 (2006)
- Хоббс и др. (G. Hobbs, A. G. Lyne, M. Kramer) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **402**, 1027 (2010)
- Ходж и др. (J. A. Hodge, A. M. Swinbank, J. M. Simpson, I. Smail, F. Walter, D. M. Alexander, F. Bertoldi, A. D. Biggs, et al.), *Astrophys. J.* **833**, 103 (2016)
- Холмберг, Флинн (Holmberg J., Flynn C.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **352**, 440 (2004)
- Хонма и Кураяма (Honma M., Kurayama T.), *Astrophys. J.* **568**, 717 (2002)
- Хьюитт и др. (Hewitt J.N. et al.) *Nature* **333**, 537 (1988)
- Хэйвард и др. (C. C. Hayward, D. Narayanan, D. Kereš, P. Jonsson, P. F. Hopkins, T. J. Cox, and L. Hernquist), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **428**, 2529 (2013)
- Цупко и др. (Tsupko, Oleg Yu; Bisnovatyi-Kogan, Gennady S.; Rogers, Adam; Er, Xinzhong), *Classical and Quantum Gravity* **37**, 205017 (2020)
- Чандрасекар (Chandrasekhar S.), *Reviews of Modern Physics* **15**, 1 (1943)
- Чен (Chen B.), *Astrophys. J.* **495**, L1 (1998)
- Черепашук А. М. *УФН* **173**, 345 (2003)
- Черепашук (Chereshashchuk, A. M.) eprint arXiv:gr-qc/0507117 (2005)
- Черепашук и др. Многоканальная астрономия, изд. Век 2 (2019)
- Чжао и др. (G.-Y.Zhao, J. C.Algaba, S. S.Lee, T.Jung, R.Dodson, M.Rioja, D.-Y.Вуун, J.Hodgson, S.Kang, D.-W.Kim, J.-Y.Kim, J.-S.Kim, S.-W.Kim, M.Kino, A.Miyazaki, J.-H.Park, S.Trippe, K.Wajima), *Astronom. J.* **155**, 1, 26 (2018)
- Чимо и др. (G.Cimò, T.Beckert, T. P.Krichbaum, L.Fuhrmann, A.Kraus, A.Witzel, J. A.Zensus), *Publ. Astron. Soc. Australia* **19**, 10 (2002)
- Шабанова (Shabanova T. V.), *Astrophys. J.* **453**, 779 (1995)
- Шабрие (G.Chabrier), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **115**, 763 (2003)
- Шабрие, Мира (G.Chabrier, D.Mera), *Astron. Astrophys.* **328**, 83 (1997)
- Шайе (J. Schaye), *Astrophys. J.* **559**, 507 (2001)
- Шапиро (Shapiro I.I.) *Phys. Rev. Lett.* **13**, 789 (1964)
- Шарло и др. (Charlot, P.; Jacobs, C. S.; Gordon, D.; Lambert, S.; de Witt, A.; Bohm, J.; Fey, A. L.; Heinkelmann, R. et al.), eprint arXiv:2010.13625 (2020)
- Ши и др. (D.D. Shi, X.Z. Zheng, H.B. Zhao, Z.Z. Pan, B. Li, H. Zou, X. Zhou, K. Guo, et al.), *Astrophys. J.* **846**, 26 (2017)
- Шибуя и др. (T. Shibuya, M. Ouchi, Y. Harikane, M. Rauch, Y. Ono, S. Mukae, R. Higuchi, T. Kojima, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **70**, S15 (2018)
- Шкловский (I.S.Shklovski), *Sov. Astron.* **8**, 638 (1965)
- Шмидт (Schmidt M.) *Bull.Astron.Inst.Netherlands* **13**, 15 (468) (1956)
- Шмидт (Schmidt M.) *Astrophys. J.* **141**, 1295 (1965)
- Шнайдер, Вайсс (P. Schneider and A. Weiss), *Astron. Astrophys.* **164**, 237 (1986)



- Шнайдер и др. (P. Schneider, J. Ehlers, and E. E. Falco), *Gravitational Lenses*, XIV, 560, 112 Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also *Astronomy and Astrophysics Library* (1992)
- Шнайдер и др. (Schneider P., Ehlers J., Falco E.E.), *Gravitational Lenses*, Berlin, Springer (1999)
- Эббате и др., (Abbate, F.; Possenti, A.; Ridolfi, A.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 627 (2018)
- Эббате и др., (Abbate, Federico; Possenti, Andrea; Colpi, Monica; Spera, Mario), *Astrophys. J.* **884**, 9 (2019a)
- Эббате и др., (Abbate, Federico; Spera, Mario; Colpi, Monica), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **487**, 769 (2019b)
- Эбботт и др. (Abbott R., Abbott, T. D.; Abraham, S.; Acernese, F.; Ackley, K.; Adams, C.; Adhikari, R. X.; Adya, V. B.; et al) *Phys. Rev. Lett.* **125**, 101102 (2020)
- Эванс и Белокуров (Evans, N. W. and Belokurov, V.), *Astrophys. J.*, 567, L119 (2002)
- Эйнштейн А. Собрание научных трудов в 4х томах. Мир, Москва (1965)
- Эйхлер, Смит (Eichler D. and Smith M.), *Nature* **303**, 779 (1983)
- Элкок и др. (Alcock C., Allsman R., Alves D., et al.) *Nature* **414**, 617 (2001)
- Эллиот, Рао (Elliott D.F. and Rao K.R.) *Fast Transforms: Algorithms, Analyses, Applications* (New York: Academic Press) (1982)
- Эрбоне и др. (R. Herbonnet, C. Sifon, H. Hoekstra, Y. Bahe, R. van der Burg, J.-D. Melin, A. von der Linden, D. Sand, et al.), arXiv:1912.04414 (2019)
- Яно (T.Yano), *Astrophys. J.* **757**, 189 (2012)