

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П.Н. ЛЕБЕДЕВА

На правах рукописи  
УДК 520.8;524.7-8;524.82

Тюльбашев Сергей Анатольевич

**СВОЙСТВА КОМПАКТНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ  
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В МЕТРОВОМ  
ДИАПАЗОНЕ ВОЛН**

Специальность 01.03.02

астрофизика и звездная астрономия

Диссертация  
на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Москва – 2014

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>1 Методика поиска компактных источников и оценки их параметров</b>	<b>19</b>
1.1 Обработка наблюдений мерцающих радиоисточников . . . . .	20
1.2 Поиск источников осреднением данных.	
Использование коэффициента асимметрии . . . . .	31
1.2.1 Использование коэффициента асимметрии при исследовании сверхком- пактных ( $\sim 10$ мкс) и компактных ( $\sim 100$ мсек) внегалактических ра- диоисточников . . . . .	31
1.2.2 Использование коэффициента асимметрии. Оценка влияния ионосферы и помех на точность получаемых оценок . . . . .	40
1.2.3 Схема обработки данных ежедневного мониторинга . . . . .	45
1.3 Оценка плотности потока исследуемого источника . . . . .	46
1.4 Обсуждение способов поиска компактных источников. Выводы . . . . .	50
<b>2 Наблюдения выборок источников</b>	<b>52</b>
2.1 Выборки источников в наблюдениях на БСА . . . . .	54
2.1.1 Компактные источники с крутыми спектрами . . . . .	54
2.1.2 Источники выборки Пирсона-Редхида . . . . .	56
2.1.3 Источники с пиком спектра на гигагерцах . . . . .	58
2.1.4 Источники излучение которых доминирует центральной компонентой . . . .	60
2.1.5 Источники с плоскими спектрами . . . . .	62
2.1.6 Компактные симметричные источники . . . . .	64
2.1.7 Гигантские радиогалактики . . . . .	65
2.1.8 Источники со вспышкой звездообразования . . . . .	69

2.2	Обсуждение результатов. Выводы . . . . .	72
<b>3</b>	<b>Обзор источников поля</b>	<b>74</b>
3.1	Наблюдения избранных площадок . . . . .	75
3.2	Космологическая эволюция компактных радиоисточников . . . . .	78
3.2.1	Подсчет компактных источников. . . . .	79
3.2.2	Причины влияющие на подсчеты источников . . . . .	83
3.3	Анализ спектров источников поля . . . . .	88
3.3.1	Интегральные спектры радиоисточников . . . . .	88
3.3.2	Кандидаты на отождествление мерцающих источников обзора . . . . .	90
3.3.3	Неотождествленные источники обзора . . . . .	95
3.4	Анализ кривой подсчета . . . . .	103
3.5	Обсуждение результатов . . . . .	105
3.6	Выводы . . . . .	108
<b>4</b>	<b>Оценки некоторых физических параметров компактных источников</b>	<b>111</b>
4.1	Источники с завалами в спектрах. Тепловое поглощение . . . . .	113
4.2	Синхротронное самопоглощение. Модель с однородным распределением напряженности магнитного поля и релятивистских частиц . . . . .	116
4.2.1	Источники с крутыми спектрами . . . . .	117
4.2.2	Зависимость напряженности магнитного поля от расстояния до ядра. . . . .	120
4.2.3	Зависимость между плотностью энергий магнитного поля и релятивистской плазмы . . . . .	124
4.3	Способ поиска сверхбольших Фарадеевских вращений . . . . .	130
4.4	Синхротронное самопоглощение. Модель с неоднородным распределением напряженности магнитного поля и релятивистских частиц . . . . .	138
4.4.1	Исследование радиоисточника NGC 1052 . . . . .	138
4.4.2	Зависимость между плотностью энергий магнитного поля и релятивистской плазмы . . . . .	147
4.5	Способ оценки красных смещений по наблюдениям в радиоконтинууме . . . . .	150
4.6	Обсуждение результатов. Выводы . . . . .	157

<b>5 Протяженные и компактные компоненты радиоисточников</b>	<b>161</b>
5.1 Гало источников наблюдавшихся в обзоре методом межпланетных мерцаний . . .	162
5.2 Вклад гало у источников полной выборки, по наблюдениям на высоких и низких частотах . . . . .	170
5.3 Гало у GPS и CSO источников . . . . .	174
5.4 Выводы . . . . .	184
<b>Заключение</b>	<b>186</b>
<b>Литература</b>	<b>190</b>
<b>Список использованных сокращений</b>	<b>204</b>
<b>Приложения</b>	<b>210</b>
<b>A Каталог компактных радиоисточников наблюдавшихся методом межпланетных мерцаний на частотах 102.5 и 111 МГц</b>	<b>211</b>
A.1 Плотность потока компактных компонент источников из разных выборок . . . . .	211
A.2 Компактные источники из обзора сделанного методом мерцаний . . . . .	227
A.3 Интегральные спектры мерцающих радиоисточников . . . . .	241

# Введение

Активные ядра галактик (АЯГ) — это источники, которые исследуются во всех диапазонах длин волн электромагнитного спектра. Если следовать общепринятым моделям источников, опубликованным в ряде обзоров Kellermann and Pauliny-Toth (1981), Antonucci (1993), Urry and Padovani (1995), то возникает следующая картина АЯГ. В центре находится ядро (по-видимому, массивная черная дыра), вокруг него вращается аккреционный диск (см. работу Shakura and Sunyaev (1973)). Частицы вещества из аккреционного диска, скорость которых недостаточна для вращения вокруг черной дыры, падают по направлению к ней. Механизм Блэндфорда-Знаека (Blandford and Znajek, 1977) позволяет объяснить как часть энергии падающих частиц конвертируется в энергию частиц улетающих от ядра. Выбросы релятивистских частиц происходят в направлении, перпендикулярном плоскости аккреционного диска и являются коллимированными. Т.е. разлет вещества идет в узком луче. Причины коллимации объясняются наличием магнитных полей и внешней средой (см. например, обзоры Ferrari (1998), Mirabel and Rodriguez (1999) и ссылки в них). В этой общей картине много белых пятен. Некоторые из этих пятен рассмотрены в диссертации.

Компактные радиоисточники, видимые в радиоинтерферометрических наблюдениях на сверхдлинных базах (РСДБ наблюдениях), представляют собой отдельные детали источника. Это могут быть ядра, джеты, горячие пятна в радиооблаках. Зачастую из отдельных наблюдений невозможно понять, что именно наблюдается в данном источнике. Поэтому нужны наблюдения на многих частотах, что позволяет выявить структуру источника и определить точные угловые размеры компактных деталей. В случае многочастотных наблюдений можно строить спектры отдельных деталей. Как правило, спектры РСДБ ядер более плоские, чем спектры других деталей в этом же источнике, а угловые размеры самые маленькие из всех видимых деталей. Низкочастотный завал в спектре РСДБ ядер приходится на более высокие частоты, чем в других деталях. Компактные детали в джетах часто имеют крутые спектры, завал в спектре приходится на более низкие частоты, чем у РСДБ ядер, угловые размеры у них больше, чем у РСДБ ядер. Горячие пятна — это уже, скорее, объект VLA наблюдений, т.к. размеры их могут достигать нескольких секунд. Спектры горячих пятен крутые. Подробнее информацию

по морфологии источников, их составным частям и спектрам отдельных деталей можно найти в обзоре Miley (1980).

В реальных наблюдениях не видно черной дыры и ее непосредственных окрестностей. Говоря о наблюдениях ядра, радиоастрономы негласно подразумевают наблюдения РСДБ ядра (детали см. в работе Blandford and Königl (1979)).

До начала исследования АЯГ интерферометрическими методами необходимо показать, что в исследуемом источнике действительно присутствует АЯГ. Из наблюдений в радиоконтинууме о наличии АЯГ в источнике можно судить по нескольким признакам. Во-первых, зачастую переменность источников свидетельствует о том, что в источнике есть компоненты, линейные размеры которых очень малы (см., например, Wagner and Witzel (1995), Novatta et al. (1998)). При этом чем большая часть энергии содержится в компактной компоненте, тем легче это увидеть в кривых блеска. Во-вторых, ядра АЯГ обычно имеют плоские спектры, а компоненты джета и пятна имеют крутые спектры. Поэтому общий интегральный спектр может иметь особенности: крутой спектр на низких частотах и уплощающийся на высоких частотах. Одновременные многочастотные наблюдения лучше всего выявляют такие интегральные спектры (см., например, Kovalev et al. (1999)). В третьих, если в источнике есть компактные детали, то в наличии АЯГ можно убедиться по наблюдениям мерцаний радиоисточника на межпланетной плазме или межзвездной плазме.

После обнаружения АЯГ начинается его исследование. На высоких (выше 1 ГГц) частотах наблюдения компактных радиоисточников проводятся интерферометрическими методами. В то же время на более низких частотах нет устойчиво работающих интерферометров и поэтому приходится использовать другие методы.

В частности метод межпланетных мерцаний позволяет наблюдать компактные радиоисточники в метровом диапазоне длин волн. Исторически сложилось, что большая часть всех наблюдений методом межпланетных мерцаний проводятся для исследований межпланетной плазмы. Наблюдаемый индекс мерцаний компактных радиоисточников, излучение которых проходит через солнечную плазму, меняется в зависимости от состояния этой плазмы. Фактически АЯГ является источником, наблюдаемое излучение которого зависит от множества причин. Это и угловое расстояние между Солнцем и источником, и угловые размеры источника, и степень турбулентности плазмы, и состояние межпланетной плазмы из-за выбросов корональной массы и т.д.. В силу этих причин оценка плотности потока компактной компоненты источника зачастую отягощена нашим незнанием параметров солнечной плазмы.

В тоже время существует масса наблюдений, которые в целом определяют некие средние

свойства межпланетной плазмы. Поэтому предполагая, что известны параметры межпланетной плазмы и проводя многократные наблюдения источников с последующими усреднениями, можно оценить флуктуации плотности потока компактной компоненты и восстановить ее плотность потока при известных угловых размерах (см., например, диссертацию на соискание степени д.ф.-м.н. В.С. Артюха (Артюх 1991)).

Наблюдения в метровом диапазоне длин волн отягощены также и тем, что размер диаграммы направленности антенн, которые используются в метровом диапазоне длин волн, велик, что приводит к низкой координатной точности. Уменьшение размера диаграммы направленности при фиксированной частоте наблюдений возможно лишь за счет увеличения общего размера антенны (что приводит к уменьшению диаграммы направленности и к увеличению чувствительности инструмента).

Большая часть работ, на основе которых написана данная диссертация, сделана по наблюдениям на антенне БСА ФИАН, являющейся крупнейшим (и самым чувствительным) в мире инструментом в метровом диапазоне длин волн. В силу высокой чувствительности инструмента появляется возможность постановки задач, которые не могут быть решены ни на одном другом инструменте в мире. Например, самые слабые компактные радиоисточники, наблюдаемые на БСА ФИАН в континууме, имеют плотность потока в компактной компоненте на частоте  $\sim 100$  МГц порядка 100 мЯн. Если спектр этого компактного радиоисточника крутой, то его плотность потока на частоте 1.5 ГГц может быть порядка 10 мЯн. Больших выборок таких слабых компактных источников на высоких частотах не существует, а на низких частотах специальных исследований столь слабых компактных источников ранее не проводилось.

Имеются принципиально разные подходы при исследовании источников в радиодиапазоне. Например: выборки источников формируются исходя из типа источника (квazar, радиогалактика, сейфертовская галактика и т.д.), исходя из полноты выборки на какой-либо частоте, исходя из каких-либо внешних особенностей спектра (например источники с плоскими спектрами, источники с пиком спектра на гигагерцах и др.).

Исходя из главного объекта исследований в настоящей диссертации — активных ядер галактик, проведено исследование свойств источников в полных выборках, рассмотрены свойства источников наблюдаемых на низких частотах в выборках сделанных по наблюдениям на высоких частотах.

С целью дополнительного исследования источников была сделана попытка оценить их физические параметры с использованием различных моделей.

**Актуальность темы** обусловлена тем, что компактные компоненты объектов большей ча-

сти взятых нами выборок источников ранее в метровом диапазоне длин волн не исследовались, полных обзоров компактных радиоисточников не существовало. Это позволяло надеяться на новые результаты как в физике АЯГ, так и в их эволюции.

### **Цели и задачи исследования следующие:**

- Исследование космологической эволюции АЯГ.
- Изучение свойств источников разных выборок: компактных источников с крутыми спектрами, сильных источников с пиком спектра на гигагерцах, источников, в излучении которых доминирует компактная компонента, источников с плоскими спектрами, источников из полной выборки, отобранных по наблюдениям в метровом диапазоне длин волн, источников из полной выборки, отобранных по наблюдениям в сантиметровом диапазоне длин волн, гигантских радиогалактик, компактных симметричных источников, источников со вспышкой звездообразования.
- Анализ наблюдаемых свойств источников по наблюдениям гало и компактной компоненты.
- Исследование применимости моделей, на основе которых оцениваются физические параметры.
- Разработка способа оценки меры сверхбольших Фарадеевский вращений.
- Разработка способа оценки расстояний до внегалактических радиоисточников на основе оценок физических параметров.

### **Научная новизна работы**

- Показано, что космологическая эволюция компактных (мерцающих) и протяженных радиоисточников различается.
- Даны оценки плотности потока для более чем 700 компактных компонент радиоисточников. Для большей части этих радиоисточников оценки даны на самой низкой частоте наблюдений и впервые.
- Показано, что спектры компактных компонент у источников, отобранных по наблюдениям методом межпланетных мерцаний, являются крутыми, а сами источники отождествляются в большей части с квазарами.



- Показана ограниченная работоспособность модели основанной на аналитическом решении уравнений переноса излучения для источников, имеющих завалы, связанные с синхронным самопоглощением излучения. Рассмотрены ограничения модели.
- Рассмотрен вклад компактной компоненты и гало в интегральную плотность потока для источников с пиком спектра на гигагерцах и компактных симметричных источников (CSO). Для CSO источников такая работа была выполнена впервые.
- Показано, что коэффициент асимметрии мерцаний с точностью до численного коэффициента равен индексу мерцаний радиоисточника, нормированному на плотность потока мерцающей компоненты источника. Если мерцания происходят на межзвездной плазме, коэффициент асимметрии позволяет отделить собственную переменность от переменности, вызванной мерцаниями.

### **Научная и практическая ценность работы**

Разработанные методики обработки наблюдений применимы при проведении обзоров неба. Эти методики обработки уже используются при практической реализации программы "Космическая Погода", для более точного предсказания времени прихода на Землю выбросов корональной массы.

Свойства источников наблюдавшихся выборок должны учитываться при построении физических моделей АЯГ.

### **Апробация работы**

1. XXVIIIth Young European Radio Astronomers Conference (YERAC-1995) (18-21.09.1995, Kapteyn Institute, Groningen, Netherlands).
2. XXIX YEARAC-1996 (Hosted by the Istituto di radioastronomia del cnr di Bologna, Riccione, 23-26.09.1996).
3. XXVII Радиоастрономическая конференция: Проблемы современной радиоастрономии. 1998. Санкт-Петербург, Россия
4. Школа семинар молодых радиоастрономов: Радиоастрономия в космосе. 14-16.04.1998, Пушино, Россия
5. XV конференция "Актуальные проблемы внегалактической астрономии" Пушино, Россия, 26-29.05.1998

6. Школа семинар молодых радиоастрономов: Сверхвысокое угловое разрешение в радиоастрономии. Пущино, Россия, 9-11.06.1999
7. IAU Symposium 199, Puna, India. 1999г.
8. Joint European and National Astronomical Meeting (JENAM-2000); 29.05-03.06.2000, Moscow, Russia.
9. Школа семинар молодых радиоастрономов: Радиоастрономия на пороге XXI века — успехи и перспективы. 9-11.04.2000, Пущино, Россия
10. Школа-семинар молодых радиоастрономов: Техника и методы радиоастрономических исследований. 6-8.10.2002, Пущино, Россия
11. Всероссийская астрономическая конференция "Горизонты Вселенной". (ВАК-2004, 3-10.06.2004, Москва, Россия)
12. XXI Конференция "Актуальные проблемы внегалактической астрономии" 26-29.04.2004, Пущино, Россия
13. XXII Конференция "Актуальные проблемы внегалактической астрономии". 16-18.07.2005, Пущино, Россия
14. International colloquium "Scattering and scintillation in radioastronomy". 19-23.06.2006, Pushchino, Russia
15. XXIII Конференция "Актуальные проблемы внегалактической астрономии". 25-27.04.2006, Пущино, Россия
16. Труды всероссийской астрономической конференции ВАК-2007 (Казань, Россия)
17. XXIV Конференция "Актуальные проблемы внегалактической астрономии". 24-26.04.2007, Пущино, Россия
18. The X Finnish-Russian Radio Astronomy Symposium. 1-5.09.2008, Orilampi, Finland
19. XXV Конференция "Актуальные проблемы внегалактической астрономии" 22-24.04.2008, Пущино, Россия
20. XXVI конференция "Актуальные проблемы внегалактической астрономии" 21-23.04.2009, Пущино, Россия

21. XXVII конференция "Актуальные проблемы внегалактической астрономии". 19-21.04.2011, Пущино, Россия

22. XXIX конференция "Актуальные проблемы внегалактической астрономии" 17-19.04.2012, Пущино, Россия

Результаты также представлялись на ежегодных отчетных сессиях АКЦ ФИАН с 1994 года, семинарах ПРАО АКЦ ФИАН и семинарах АКЦ ФИАН.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из Введения, пяти глав, заключения, списка литературы и приложений.

Во **Введении** обсуждается актуальность исследования компактных радиоисточников в метровом диапазоне длин волн. Дано краткое содержание диссертационной работы, выделены поставленные цели и задачи работы. Отмечена новизна научных результатов, приведены положения вынесенные на защиту, указан личный вклад автора и публикации, на основе которых написана диссертационная работа.

В **Первой главе** рассмотрены две разных методики поиска мерцающих радиоисточников и способы оценки флуктуаций плотности потока в компактных деталях и, затем, оценки плотности потока. Приведен способ использования индекса асимметрии для извлечения угловых размеров компонент, разделения переменной плотности потока на собственную переменность и флуктуаций плотности потока связанной с мерцаниями. Рассмотрена точность получаемых оценок из-за влияния помех и ионосферных мерцаний.

Во **Второй главе** приведены наблюдения методом межпланетных мерцаний ряда выборок: компактных источников с крутыми спектрами, источников с пиком спектра на гигагерцах, компактных симметричных источников, источников, излучение которых на высоких частотах определяется ядром, источников с плоскими спектрами, источников выборки Пирсона-Редхида, гигантских радиогалактик, источников со вспышкой звездообразования. В Приложении к диссертации приведен сводный каталог с оценками плотностей потоков компактных компонент наблюдавшихся источников. Для большей части источников наблюдения компактных компонент на метровых волнах проведены впервые.

В **Третьей главе** говорится об обзоре методом межпланетных мерцаний двух площадок на небе, имеющих минимальную температуру фона в направлении площадок. Приведены кривые подсчета мерцающих радиоисточников, вид которых оказался отличен от кривых подсчета, построенных с использованием интегральных плотностей потока на близкой частоте по этим же

площадкам. Было предположено, что эта разница вызвана тем, что в нашем обзоре наблюдались лишь компактные радиоисточники (ядра АЯГ), а в 7С обзоре наблюдались протяженные объекты у которых лишь незначительная часть содержит компактные детали, которые можно обнаружить методом мерцаний. Исходя из этой гипотезы проведено комплексное исследование источников в площадках и всевозможных причин, которые могли бы повлиять на вид формы кривой подсчета:

- а) проведен анализ спектров наблюдаемых источников;
- б) найдены кандидаты для оптического отождествления;
- в) рассмотрена природа неотожествленных в других каталогах радиоисточников;
- г) проведен анализ возможного влияния неполноты обзора, эффекта путаницы, эффекта поглощения радиоизлучения для компактных источников, эффекта рассеяния радиоизлучения, эффекта путаницы мерцающих источников, эффекта гравитационного линзирования, геометрических эффектов, возможных погрешностей при проведении обзора на возможное изменение формы кривой подсчета.

В Приложении приведен каталог наблюдавшихся источников. Для большей части источников компактные компоненты обнаружены впервые.

В **Четвертой главе** рассмотрены источники, имеющие завалы в спектрах компактных компонент. Показано, что эти завалы вызваны в некоторых случаях тепловым поглощением, а в большей части случаев синхротронным самопоглощением.

Приведены оценки плотности тепловых электронов для источников, завал в спектре которых вызван тепловым поглощением.

Приведены оценки физических параметров, полученные на основе модели синхротронного источника, имеющего однородное распределение магнитного поля и релятивистских частиц.

Приведены оценки физических параметров для нескольких источников, полученные на основе модели источника, с неоднородным распределением магнитного поля и релятивистских частиц. Сделан анализ полученных зависимостей.

Рассмотрен способ косвенной оценки правильности получаемых оценок магнитного поля посредством наблюдений сверхбольших Фарадеевских вращений.

Рассмотрен способ оценки расстояний до внегалактических источников с использованием оценок энергии в компактных деталях радиоисточников, находящихся во внегалактическом пространстве.

**Пятая глава** посвящена исследованию гало компактных радиоисточников. Проведено сравнение полных выборок отобранных по наблюдениям в метровом и сантиметровом диапазонах

длин волн. Исследован вклад гало в интегральную плотность потока у источников с пиком спектра на гигагерцах и у компактных симметричных источников.

В **Заключении** перечислены основные результаты, полученные в диссертационной работе.

### **Основные результаты, выносимые на защиту:**

1. По наблюдениям в метровом диапазоне длин волн методом межпланетных мерцаний показано, что космологическая эволюция квазаров с крутыми спектрами отличается от космологической эволюции радиогалактик. Показано, что завал подсчета компактных радиоисточников в области малых плотностей потока вероятнее всего связан с рождением квазаров и началом эпохи квазаров.
2. Свойства компактных радиоисточников, отобранных в выборке по наблюдениям в метровом диапазоне длин волн и компактных радиоисточников, отобранных в выборках по наблюдениям в дециметровом и сантиметровом диапазонах длин волн, различаются.

Источники, отобранные по наблюдениям методом межпланетных мерцаний, имеют крутые спектры компактных компонент, их компактность (статистически) растет с уменьшением наблюдаемой плотности потока. Типичные плотности потока, наблюдаемых в ходе обзора компактных радиоисточников, меньше 1 Ян на частоте наблюдений 102.5 МГц. Показано, что большая часть наблюдавшихся источников является квазарами с крутыми спектрами.

Компактность источников, обнаруженных по наблюдениям методом межпланетных мерцаний различается: в подавляющей части источников с крутыми спектрами (75%) обнаруживается либо уплощение, либо завал спектра компактной компоненты на низких частотах; в выборках источников с плоскими спектрами, Пирсона-Редхида и источников, излучение которых определяется ядром, компактные компоненты обнаружены примерно у трети наблюдавшихся источников; в выборках источников с пиком спектра на гигагерцах и компактных симметричных источников компактные компоненты обнаружены примерно у 10% всех наблюдавшихся источников. Заметим, что перечисленные выше выборки в первую очередь характеризуются сильными компактными компонентами, которые при отсутствии завалов в спектрах должны обнаруживаться в наблюдениях на метровых волнах.

3. Построены интегральные спектры большей части радиоисточников наблюдавшихся в обзоре, сделанном методом межпланетных мерцаний. Показано, что средний вклад гало составляет 65%, а вклад компактной компоненты 35% от интегральной плотности потока.

Исследование источников с пиком спектра на гигагерцах и компактных симметричных источников показывает, что до 80% наблюдавшихся источников может иметь гало, которое не обнаруживалось по наблюдениям на высоких частотах.

4. В некоторых спектрах компактных компонент, наблюдавшихся в выборках источников, обнаружены завалы. Рассмотрены возможные механизмы завалов спектра. Показано, что для части этих компактных компонент источников завал в спектре лучше всего объясняется тепловым механизмом, а для части компонент завал в спектре вызван синхротронным самопоглощением.

Сделаны оценки физических параметров для источников, у которых завал в спектре компактных компонент вызван синхротронным самопоглощением. Оценки физических параметров были сделаны с использованием двух моделей, основанных на уравнении переноса излучения.

Показано, что в модели синхротронного источника с однородным распределением магнитного поля и релятивистских частиц имеются трудности с интерпретацией оценок физических параметров.

5. Показано, что оценки физических параметров внутри облаков радиогалактик и физических параметров во внегалактической среде дают принципиальную возможность оценки расстояний до этих радиогалактик без использования каких-либо спектральных наблюдений.
6. Получены сводные каталоги по наблюдениям компактных радиоисточников. Для подавляющей части из более чем 700 радиоисточников наблюдения компактных компонент в метровом диапазоне проведены впервые. Примерно в половине всех наблюдавшихся источников компактные компоненты обнаружены впервые.

#### **Список публикаций по теме Диссертации:**

1. Артюх В.С., Оганнисян М.А., Тюльбашев С.А. Наблюдения радиогалактик NGC 315 и 3С 219 на частоте 102 МГц, Письма в Астрономический журнал, 1994, том.20, № 3, стр.178-183
2. Артюх В.С., Оганнисян М.А., Тюльбашев С.А., Наблюдения радиогалактики 3С 31 на частоте 102 МГц, Письма в Астрономический журнал, 1994г., том.20, № 4, стр.258-262
3. Артюх В.С., Засов А.В., Тюльбашев С.А., Наблюдения инфракрасных галактик сверхвысокой светимости, Письма в Астрономический журнал, 1995г., том.21, стр.723-729

4. Артюх В.С., Тюльбашев С.А., Обработка наблюдений обзора мерцающих радиоисточников, *Астрономический журнал*, 1996г., том.73, № 5, стр.669-676
5. Артюх В.С., Тюльбашев С.А., Исследование космологической эволюции компактных радиоисточников по наблюдениям на 102 МГц, *Астрономический журнал* 1996г., том.73, № 5, стр.661-668
6. Тюльбашев С.А., Анализ компактных радиоисточников по наблюдениям на 102 МГц, *Астрономический журнал*, 1997г., том.74, № 6, стр.812-823
7. Исаев Е.А., Лапаев К.А., Тюльбашев С.А., Галат Е.В., Автоматизированный комплекс обзора мерцающих источников, *Известия высших учебных заведений. Радиофизика*. 1997г., том.XL, № 5, стр.594-597
8. Zasov A.B., Artyukh V.S., Tyul'bashev S.A., Low Frequency Radio Emission and Star Formation in the Nuclei of Infrared Galaxies, *Astrophysics and Space Science*, 1997г., том.252, № 1/2, стр.107-114
9. Артюх В.С., Тюльбашев С.А., Особенность космологической эволюции квазаров с крутыми спектрами, *Астрономический журнал*, 1998г., том.75, №5, стр.655-657
10. Артюх В.С., Тюльбашев С.А., Исаев Е.А., Исследование космологической эволюции компактных радиоисточников по наблюдениям на 102 МГц, *Астрономический журнал*, 1998г., том.75, № 3, стр.323-333
11. Артюх В.С., Тюльбашев С.А., Черников П.А., Исследование компактных радиоисточников с крутыми спектрами методом межпланетных мерцаний на 102 МГц, *Астрономический журнал*, 1999г., том.76, №1, стр.3-16
12. Тюльбашев С.А., Малов О.И., Исследование слабых компактных радиоисточников, *Астрономический журнал*, 2000г., том.77, № 10, стр.737-742
13. Тюльбашев С.А., Черников П.А., Физические условия в компактных радиоисточниках с крутыми спектрами, *Астрономический журнал* 2000г., том.77, № 5, стр.331-344
14. Тюльбашев С.А., Физические условия в слабых GPS источниках, *Астрономический журнал*, 2001г., том.78, № 6, стр.498-504
15. Tyul'bashev S.A., Chernikov P.A., Properties of CSS radio sources from 102 MHz interplanetary scintillation observations, *Astronomy and Astrophysics*, 2001г., том.373, стр.381-393

16. Tyul'bashev S.A., Magnetic fields around AGNs at large and small scales, *Astronomy and Astrophysics*, 2002г., том.387, стр.818-820
17. Тюльбашев С.А., Способ определения красных смещений по радиоданным, *Астрономический журнал* 2003г., том.80, № 2, стр.99-106
18. Тюльбашев С.А., Черников П.А., Относительное изменение физических параметров внегалактических радиоисточников с переменным излучением, *Астрономический журнал*, 2004г., том.81, № 9, стр.789-796
19. Шишов В.И., Тюльбашев С.А., Артюх В.С., Субаев И.А., Чашей И.В., Черников П.А., Коэффициент асимметрии межпланетных мерцаний радиоисточников, *Астрономический вестник*, 2005г., том.39, № 3, стр.375-380
20. Тюльбашев С.А., Исследование физических параметров нескольких внегалактических радиоисточников с быстрой переменностью, *Астрономический журнал*, 2005г., том.82, № 12, стр.1081-1086
21. Tyul'bashev S.A., Augusto P., Investigation of flat spectrum radio sources by the interplanetary scintillation method at 111 MHz, *Astronomy and Astrophysics*, 2005г., том.439, № 3, стр.963-972
22. Шишов В.И., Смирнова Т.В., Тюльбашев С.А., Коэффициент асимметрии межзвездных мерцаний внегалактических радиоисточников, *Астрономический журнал*, 2005г., том.82, № 3, стр.281-288
23. Чашей И.В., Шишов В.И., Власов В.И., Тюльбашев С.А., Субаев И.А., Шутенков В.Р., Проявления солнечной активности в межпланетных и ионосферных мерцаниях, *Известия РАН. Серия физическая*. 2006г., том.70, № 10, стр.1542-1544
24. Черников П.А., Артюх В.С., Тюльбашев С.А., Лапаев К.А., Исследование физических условий в активных ядрах галактик, физические условия в ядрах двух близких радиогалактик, *Астрономический журнал*, 2006г., том.83, № 3, стр.233-240
25. Smirnova T.V., Shishov V.I., Sieber W., Stinebring D.R., Malofeev V.M., Potapov V.A., Tyul'bashev S.A., Jessner A., Wielebinski R., The interstellar turbulent plasma spectrum in the direction to PSR B1642-03 from multi-frequency observations of interstellar scintillation, *Astronomy and Astrophysics*, 2006, том.455, стр.195-201



26. Tyul'bashev S.A., Physical conditions in compact details of core-dominated sources, *Astronomical and Astrophysical Transactions*, 2007г., том.26, № 6, стр.663-669
27. Shishov V.I., Tyul'bashev S.A., Subaev I.A., Chashei I.V., Monitoring of interplanetary and ionosphere scintillations at frequency 110MHz, *Astronomical and Astrophysical Transactions*, 2007г., том.26, № 6, стр.677-681
28. Шишов В.И., Тюльбашев С.А., Субаев И.А., Чашей И.В., Наблюдения межпланетных и ионосферных мерцаний ансамбля радиоисточников в режиме мониторинга, *Астрономический вестник* 2008г., том.42, № 4, стр.363-372
29. Artyukh V.S., Chernikov P.A., Tyul'bashev S.A., Synchrotron self-absorption in the GPS radio galaxy B0108+388, *Astronomy and Astrophysics*, 2008г., том.486, № 3, стр.735-739
30. Артюх В.С., Тюльбашев С.А., Черников П.А., Магнитные поля и плотность релятивистских электронов в ядре NGC 1052, *Астрономический журнал*, 2009г., том.86, № 11, стр.1062-1068
31. Тюльбашев С.А., Исследование компактных радиоисточников методом межпланетных мерцаний на частоте 111 МГц. Компактные симметричные источники, *Астрономический журнал*, 2009г., том.86, № 4, стр.354-360
32. Тюльбашев С.А., Черников П.А., Исследование компактных радиоисточников методом межпланетных мерцаний на частоте 111 МГц. Сильные источники с пиком спектра на гигагерцах, *Астрономический журнал*, 2009г., том.86, № 4, стр.345-353
33. Тюльбашев С.А., Исследование компактных радиоисточников методом межпланетных мерцаний на частоте 111 МГц. Выборка Пирсона-Редхида, *Астрономический журнал*, 2009г., том.86, № 1, стр.35-43
34. Тюльбашев С.А., Исследование компактных радиоисточников методом межпланетных мерцаний на частоте 111 МГц. Источники с сильными ядрами, *Астрономический журнал*, 2009г., том.86, № 1, стр.23-34
35. Shishov V.I., Tyul'bashev S.A., Chashei I.V., Subaev I.A., Lapaev K.A., Interplanetary and ionosphere scintillation monitoring of radio source ensemble at the solar activity minimum, *Solar Physics*, 2010г., том.265, № 1-2, стр.277-291
36. Артюх В.С., Тюльбашев С.А., Черников П.А., Физические условия в горячих пятнах радиогалактики Лебедь А, *Астрономический журнал*, 2012г., том.89, № 9, стр.754-760

37. Тюльбашев С.А., Определение больших мер вращения с помощью многоканальных спектрографов, Препринт ФИАН 2012г., № 12, стр. 1-14
38. Артюх В.С., Тюльбашев С.А., Черников П.А., Физические условия в ядре квазара 3C 273 на парсековом масштабе, *Астрономический журнал*, 2012г., том.89, № 7, стр.539-544
39. Артюх В.С., Тюльбашев С.А., Черников П.А., Радиисточники СТА 21 и OF+247 - горячие пятна радиогалактик, *Астрономический журнал*, 2013г., том.90, № 6, стр.466-471

### **Личный вклад автора.**

Работы 6,14,16,17,20,26,31,33,34,37 из предыдущего параграфа со списком публикаций по теме Диссертации написаны без соавторов.

В работах 12,13,15,18,21,32 автору принадлежит идея работы. Автором проведены наблюдения и сделана их обработка там, где проводились наблюдения. Совместно с соавторами проведено обсуждение полученных результатов и сделана их интерпретация. За автором также было и написание статьи.

В оставшихся работах вклад соавторов примерно равен вкладу автора. Автор, как правило, отвечал за подготовку и проведение наблюдений, обработку наблюдений, а также участвовал в обсуждении и интерпретации полученных результатов.

Рисунки 2.1; 3.2; 3.3; 4.3-4.5; 4.8; 5.1-5.5 — подготовлены автором. Рисунки 1.1-1.12; 2.2; 3.1; 3.4-3.7; 4.1; 4.2; 4.6; 4.7 — подготовлены совместно автором и соавторами оригинальных работ (см. подписи к рисункам).

Все цитированные в диссертации результаты совместных работ, если это не оговорено особо, являются результатами диссертанта, полученными совместно с соавторами.

Личный вклад автора по выносимым на защиту результатам является определяющим.

# Глава 1

## Методика поиска компактных источников и оценки их параметров

Наблюдения мерцаний радиоисточников, вызванных дифракцией радиоволн на неоднородностях межпланетной плазмы, дают информацию как о среде, так и о компактных радиоисточниках, поскольку мерцают источники, угловые размеры которых меньше угловой секунды. Обычно источник состоит из компактной (мерцающей) и протяженной (немерцающей) компонент. Следовательно, если в ходе обработки наблюдений нам удастся дать оценку плотности потока компактной компоненты, то тем самым будет определен вклад протяженной компоненты.

Чаще всего исследования активных ядер галактик (АЯГ) методом межпланетных мерцаний ограничиваются исследованиями известных радиоисточников. В то же время чувствительность антенны БСА ФИАН такова, что на северной полусфере можно наблюдать 15000-20000 компактных источников, что на порядок больше, чем в существующем на сегодня обзоре мерцающих радиоисточников из 4С-каталога на частоте 81.5 МГц (Purvis et al., 1987). Таким образом, обзор мерцающих источников на антенне БСА ФИАН представляет явный интерес.

Каталог, составленный на основе обзора, может представлять собой самостоятельную ценность, так как в нем даются оценки плотности потока компактных радиоисточников на низкой частоте. Он же может быть использован и в других целях: исследование свойств источников поля, подсчет источников, поиск крупномасштабных неоднородностей, статистические исследования по выборкам активных галактик разных классов и др..

Проведение обзора всего неба или отдельных его участков требует разработки методики обработки наблюдений, на основании которой определяются параметры, характеризующие качество обзора. Сюда относятся такие параметры как вероятность ложного обнаружения, которая определяет ожидаемое число ложных источников в каталоге, вероятность пропуска сигнала,

которая характеризует полноту каталога, погрешности измерений координат и плотностей потоков источников, а также погрешности измерений дисперсии мерцаний для мерцающих радиоисточников.

Отметим также, что с каждым годом усиливаются помехи и возникает необходимость изменения методики обработки наблюдений с тем, чтобы обеспечить их помехозащищенность.

Данная глава основана на работах Артюх и Тюльбашев (1996а), Шишов и др. (2005а), Шишов и др. (2005б), Чашей и др. (2006), Smirnova et al. (2006), Shishov et al., (2007), Шишов и др. (2008), Shishov et al., (2010). Она посвящена методике обработки наблюдений.

## 1.1 Обработка наблюдений мерцающих радиоисточников

*Постановка задачи.* Антенна БСА является меридианным инструментом и сканирование радиоисточников проводится за счет вращения Земли. Следовательно, прямое восхождение ( $\alpha$ ) радиоисточника можно определить, зная начало наблюдения и время прохождения максимума источника через меридиан. Как дифракционная решетка, БСА ФИАН имеет многолучевую диаграмму направленности. Наблюдения можно проводить одновременно в нескольких (от одного до шестнадцати) лучах. Существует возможность наблюдать в промежуточных направлениях. При этом один радиоисточник может наблюдаться в четырех соседних лучах (или в трех, если он попадает в максимум центрального), и оценку склонения ( $\delta$ ) радиоисточника и плотности потока можно делать, соответственно, по четырем (или трем) точкам.

Сигнал на выходе радиометра можно представить в виде следующих составляющих:

- а) нулевой уровень записи –  $O(t)$ . Его изменения определяются изменениями температуры галактического фона и изменениями коэффициента усиления приемника. Характерный временной масштаб таких флуктуаций –  $\sim 1^h$ ;
- б) запись "спокойного" источника –  $S_i k(t - \alpha)$ . Здесь  $S_i$  – интегральная плотность потока радиоисточника,  $k(t)$  – диаграмма направленности антенны по прямому восхождению,  $\alpha$  – прямое восхождение источника (ось диаграммы направленности лежит в плоскости меридиана). Временной масштаб определяется шириной диаграммы БСА по прямому восхождению  $\sim 10^m$ ;
- в) мерцания  $M(t) = \Delta S(t)k(t - \alpha)$ .  $\Delta S(t)$  – флуктуации плотности потока источника, вызванные межпланетными мерцаниями. Временной масштаб межпланетных мерцаний –  $1^s$ ;
- г) шумы  $n(t)$ . Сюда мы включаем шумы системы, характерное время которых определяется постоянной времени приемника ( $\tau < 1^s$ ), ионосферные мерцания (временной масштаб  $\sim 1^m$ ) и эффект путаницы немерцающих источников (временной масштаб определяется диаграммой

направленности антенны  $\sim 10^m$ ). Эффект путаницы мерцающих источников мы не учитываем, так как специальные исследования этого эффекта на антенне БСА (Артюх и Шишов, 1982) показали, что среднеквадратичная величина эффекта путаницы мерцающих источников  $< 0.14$  Ян. Исследования данного эффекта проводились с полосой 1.5 МГц, в то время как на момент обзора (1993-1995гг) из-за помех от коммерческих радиостанций полоса приема была уменьшена до 0.2 МГц и шумы системы составляли  $\sigma_n \simeq 0.2$  Ян;

д) помехи –  $P(t)$ . Даже после установки узкополосных фильтров наблюдения довольно часто искажаются помехами, которые носят импульсный характер и в большинстве случаев ширина импульсов меньше  $5^s$ .

Таким образом, сигнал на выходе радиометра равен:

$$U(t) = O(t) + S_i^\delta(k)(t - \alpha) + \Delta S^\delta(t)k(t - \alpha) + n(t) + P(t). \quad (1.1)$$

Здесь значок  $\delta$  подчеркивает, что луч направлен на склонение  $\delta$ , которое может не совпадать со склонением мерцающего источника, и, как отмечалось выше, источник наблюдается в нескольких соседних лучах диаграммы направленности антенны БСА ФИАН.

В результате обработки наблюдений необходимо обнаружить мерцающий радиоисточник и оценить его координаты и плотность потока. Необходимо отметить, что это можно сделать только для сильных радиоисточников, у которых дисперсия мерцаний более, чем на порядок превосходит дисперсию шумов. В этом случае можно оценить угловой размер мерцающего источника и, следовательно, его плотность потока. Для слабых радиоисточников приходится ограничиться оценками координат и дисперсии мерцаний.

В соответствие с постановкой задачи обработка обзора мерцающих радиоисточников проводится по следующей схеме. Сначала отфильтровываются все мешающие медленные процессы и импульсные помехи. Затем проводится поиск мерцающих источников. Завершается обработка оценкой параметров обнаруженных источников.

*Фильтрация сигнала разностным и медианным фильтрами.*

Чтобы устранить факторы мешающие обнаружению мерцающих радиоисточников, мы вначале отфильтровываем все медленные, по сравнению с мерцаниями, процессы. Фильтрация проводится с помощью разностного фильтра, как наиболее простого из высокочастотных фильтров (Слущкий, 1960; Дженкинс и Ваттс, 1972):

$$U_f(t) = U(t + \Delta) - U(t). \quad (1.2)$$

Разностный фильтр применяется дважды. Это позволяет полностью устранить линейные изме-

нения нулевого уровня, а вклад немерцающих источников уменьшить почти на четыре порядка, когда шаг фильтрации  $\Delta = 1.5$  с. Временной масштаб ионосферных мерцаний на порядок меньше ширины диаграммы направленности БСА ФИАН и ионосферные мерцания подавляются на два порядка. Если учесть, что наблюдения, заметно искаженные ионосферой, в обработку не берутся, то влиянием ионосферы на запись источника можно пренебречь. Итак, сигнал на выходе после фильтрации имеет следующий вид:

$$U_1(t) = \Delta S_1^\delta(t)k(t - \alpha) + n_1(t) + P_1(t). \quad (1.3)$$

Здесь  $\Delta S_1^\delta$ ,  $n_1(t)$  и  $P_1(t)$  мерцания, шумы системы и помехи после разностного фильтра.

Шаг фильтрации  $\Delta$  выбирается так, чтобы после применения разностного фильтра отношение сигнал к шуму не ухудшилось для мерцающего радиоисточника. На рис.1.1 приведен временной спектр межпланетных мерцаний радиоисточника ЗС 48, полученный из наблюдений на антенне БСА ФИАН на частоте 102 МГц. Там же приведена спектральная характеристика  $\tilde{F}$  разностного фильтра, примененного дважды, при  $\Delta = 1.5$  с. Можно показать, что спектральная характеристика разностного фильтра равна:

$$\tilde{F}(\nu) = 16(\sin \pi \nu \Delta)^4. \quad (1.4)$$

Отсюда видно, что, чем меньше величина  $\Delta$ , тем больше подавляются низкие частоты. Это хорошо для подавления медленных процессов. С другой стороны, из рис.1.1 видно, что на частотах выше 0.4 Гц начинается резкий спад спектра мерцаний, в то время как спектр шумов остается постоянным. Поэтому, при  $\Delta < 1.5$  с фильтр будет пропускать частоты, где полезный сигнал резко убывает, а шумы сохраняют свою величину. Это приводит к уменьшению отношения S/N (сигнал к шуму), которое определяется как отношение дисперсии мерцаний к дисперсии шумов:  $S/N = \langle \Delta S^2 \rangle / \langle n^2 \rangle$ . Следовательно, шаг фильтрации  $\Delta = 2.5$  с является оптимальным, поскольку при этом мы имеем максимальное отношение S/N, что весьма важно для обнаружения предельно слабых мерцающих источников. Как видно на рис.1.1 практически можно использовать  $\Delta$  в диапазоне 1.5 с - 2.5 с.

Оценим величину дисперсии мерцаний после разностного фильтра. Спектр случайного процесса после фильтра равен:

$$\tilde{U}_1(\nu) = \tilde{F}(\nu)\tilde{U}(\nu). \quad (1.5)$$

Здесь  $\tilde{F}(\nu)$  – спектральная характеристика фильтра,  $\tilde{U}(\nu)$  – временной спектр мерцаний. Как видно из рис.1.1, в области частот до  $\nu_0 \simeq 0.4$  Гц, эффективно пропускаемых фильтром, спектр мерцаний можно считать константой: обозначим ее через  $s$ . Дисперсия мерцаний после двойного

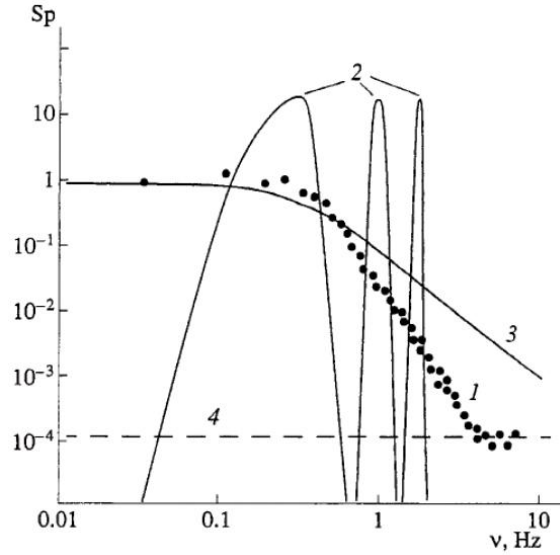


Рис. 1.1: Цифры на рисунке показывают: 1 – временной спектр мерцаний квазара 3C 48; 2 – спектральная характеристика разностного фильтра примененного дважды при шаге фильтрации 1.5 с.; 3 – спектральная характеристика RC-фильтра с  $\tau=0.5$  с.; 4 – спектр шумового сигнала. Рисунок взят из работы Артюх и Тюльбашев (1996а).

разностного фильтра равна:

$$\langle \Delta S_1^2 \rangle = \int_0^{\nu_0} \tilde{U}_1(\nu) d\nu = s \int_0^{\nu_0} 16(\sin \pi \nu \Delta)^4 d\nu \simeq 6s\nu_0. \quad (1.6)$$

До фильтрации эта дисперсия была равна:

$$\langle \Delta S^2 \rangle = \int_0^{\nu_0} \tilde{U}(\nu) d\nu = s\nu_0. \quad (1.7)$$

Отсюда следует, что дисперсия мерцаний после фильтрации увеличивается в шесть раз. То же самое относится и к дисперсии шума, так как его спектр на этих частотах также является константой. Модельные расчеты на ЭВМ показывают, что приближенное равенство 1.6 выполняется с точностью  $\sim 1\%$ .

Поскольку разностный фильтр не подавляет высокочастотную составляющую шумов, где спектр мерцаний резко спадает, то для повышения отношения  $S/N$  необходимо подавить шумы на высоких частотах. Это можно сделать как с помощью интегрирующего фильтра в приемнике (спектр RC-фильтра при  $\tau = 0.5$  с приведен на рис.1.1), так и путем эквивалентного сглаживания сигнала в ЭВМ. Мы выбрали первый путь. Отметим, что после этого шумы и мерцания будут иметь одинаковые спектры, определяемые разностным фильтром, и будут отличаться только дисперсией. Очевидно, что при этом отношение  $S/N$  будет максимальным.

Наличие импульсных помех, особенно сильных, не только ухудшает оценки параметров радиоисточников, но и приводит к обнаружению ложных источников. Поэтому перед поиском мерцающих источников информацию необходимо очистить от помех. Для этого мы используем медианный фильтр (Tukey, 1971). Медианная фильтрация является методом нелинейной обработки сигналов и теория медианного фильтра еще не полностью развита, что затрудняет его использование. Однако эффективность этого фильтра при устранении импульсных помех и его простота по сравнению с итеративными и рекурсивными фильтрами делают медианную фильтрацию предпочтительной (Хуанг, 1984).

Медианная фильтрация осуществляется посредством движения некоторой апертуры вдоль числовой последовательности и замены значения информации в центре апертуры медианой значений входной информации внутри апертуры.

Медианный фильтр не меняет среднего значения сигнала и уменьшает его дисперсию. Если исходные случайные величины  $x_i$  являются независимыми, одинаково распределенными с нормальным распределением и дисперсией  $\sigma_x^2$ , то после медианной фильтрации с апертурой  $n$  точек ( $n$  – нечетное) дисперсия сигнала после фильтра равна (Хуанг, 1984):

$$\sigma_{med}^2 \simeq \frac{\sigma_x^2}{n + n/2 - 1} \pi/2. \quad (1.8)$$

Мы использовали трехточечный ( $n=3$ ) медианный фильтр, причем отсчеты брались с шагом 10 с, так как почти все помехи в наших наблюдениях имели длительность  $< 5$  с и после разностного фильтра их ширина удваивается. В соответствие с теорией  $\sigma_{med}^2 \simeq 0.44\sigma_x^2$ . Для уточнения коэффициента пропорциональности мы провели модельные расчеты и получили  $\sigma_{med}^2 = (0.48 \pm 0.014)\sigma_x^2$ .

Наблюдения мерцающих источников мы проводим на солнечных элонгациях больше  $24^\circ$ , в режиме слабых мерцаний, когда мерцания хорошо описываются нормальным распределением (Гочелашвили, 1981). Следовательно медианный фильтр будет уменьшать дисперсию мерцаний также в 0.48 раз и отношение S/N для мерцающих источников останется максимальным. Числовой массив после медианного фильтра обозначим через  $U_2(t)$ .

Окончательно, после прохождения двух фильтров дисперсия сигнала увеличивается в  $6 \times 0.48 = 2.88$  раз.

Когда попадает участок неба с сильным градиентом температуры приходится смещать нулевой уровень записи. Сброс нулевого уровня в радиометре который, как предполагалось будет использоваться в обзоре, производится автоматически. После разностного фильтра в месте смещения нулевого уровня будет выброс, который затем убирается медианным фильтром. Таким образом, данное сочетание разностного и медианного фильтров позволяет избавляться от боль-



шей части стандартных помех и выделять мерцающие источники в записи.

*Обнаружение мерцающих радиоисточников.*

Получив отфильтрованный массив  $U_2(t)$ , где отношение S/N максимально, проводим поиск мерцающих источников. В принципе такой поиск можно делать по интервальной оценке дисперсии временного ряда  $U_2(t)$ , но мы предпочли вести поиск другим способом.

Если случайная величина подчиняется нормальному распределению с дисперсией  $\sigma_x^2$  и нулевым средним, то среднее значение модуля равно:

$$\langle |x| \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} |x|W(x)dx = 2/\sigma_x \sqrt{2\pi} \int_0^{\infty} xe^{-x^2/2\sigma_x^2} dx = \sigma_x \sqrt{2/\pi}. \quad (1.9)$$

Отсюда видно, что можно измерять дисперсию шумов, делая оценку среднего значения их модуля. Оценка среднего имеет меньшую погрешность, чем оценка дисперсии. Поэтому мы вместо массива  $U_2(t)$  берем его модуль. Далее, чтобы подчеркнуть вклад мерцающих источников, из этого массива вычитаем среднее значение модуля шумов:

$$U_3(t) = |U_2(t)| - \langle |n_2(t)| \rangle. \quad (1.10)$$

Если дисперсия шумов системы до фильтрации  $\sigma_n^2$ , то:

$$\langle |n_2| \rangle = \sigma_n \sqrt{\frac{2 \times 2.88}{\pi}}. \quad (1.11)$$

Величину  $\sigma_n^2$  мы получаем из калибровочных наблюдений. Методика обработки калибровочных источников приведена в работе Левина (1968).

Когда в диаграмму направленности антенны попадает мерцающий радиоисточник, то на выходе радиометра мы имеем сумму двух случайных процессов: мерцания плюс шумы. Из физических соображений, естественно считать эти процессы статистически независимыми, следовательно, дисперсия суммарного процесса равна сумме дисперсий, а среднее значение модуля отфильтрованного сигнала равно

$$\langle |U_2| \rangle = (\sigma_m^2 + \sigma_n^2)^{1/2} \sqrt{\frac{2 \times 2.88}{\pi}}, \quad (1.12)$$

где  $\sigma_m^2$  – дисперсия мерцаний до фильтрации.

Поскольку дальнейшая обработка связана с усреднением полученного числового массива с разными весами, то для уменьшения дальнейших вычислений и ускорения обработки, массив  $U_3(t)$  мы усредняем на интервале  $21 \text{sec}$  с и получаем числовой массив  $U_4(t)$ . Интервал усреднения выбран на основании следующих соображений. Сигнал на выходе радиотелескопа является функцией с ограниченным спектром, так как радиотелескоп пропускает пространственные частоты до  $w = D/\lambda$  ( $D$  – размер антенны,  $\lambda$  – длина волны). В соответствии с

теоремой Котельникова (Котельников, 1993) такой сигнал можно восстановить по дискретным отсчетам, снятым с шагом  $\Delta h = \frac{1}{2} \times \frac{\lambda}{D}$ . При наличии шумов часть информации теряется и чтобы компенсировать эти потери рекомендуют снимать отсчеты в несколько раз чаще (Дженкинс и Ваттс, 1972). Мы снимаем отсчеты в 5 раз чаще, чем требует теорема Котельникова, что во временных единицах составляет  $\Delta h \simeq 21 \text{sec} \delta$  с, а внутри этого интервала сигнал усредняется.

Выбрав первые  $n$  отсчетов числового ряда  $U_4(t)$  ( $n = 21$  – число точек, на которых задана диаграмма направленности антенны), вычисляем величину  $R(\tau)$ , которая называется статистикой обнаружения

$$R(\tau) = \frac{\sum_1^n U_4(t_i + \tau)K(t_i)}{\sum_1^n k^2(t_i)}. \quad (1.13)$$

Затем сдвигаем  $U_4(t)$  на один шаг и снова вычисляем  $R(\tau)$  и так далее для всего массива  $U_4(t)$ . Если величина статистики обнаружения  $R(\tau)$  превышает некоторое критическое значение  $R_0$ , то принимается решение, что мерцающий радиисточник обнаружен.

Критический уровень  $R_0$  и вероятность пропуска сигнала определяются исходя из вероятности ложного обнаружения. Для выбора  $R_0$  мы провели модельные расчеты параметра обнаружения  $R$ , имитируя процесс наблюдений, когда на записи присутствуют только шумы. На рис.1.2. представлена функция распределения  $R$ , полученная в результате этого численно-го эксперимента. Она очень хорошо аппроксимируется нормальным распределением с нулевым средним и с дисперсией, равной оценочной  $\sigma_R = 0.051\sigma_n$  (см. рис.1.2). Проверка по критерию  $\chi^2$  показала, что гипотезу о нормальном распределении нельзя отбросить даже при самых строгих уровнях критерия значимости. На основании этого мы в дальнейшем пользовались теоретической функцией распределения. Принимая вероятность ложного обнаружения равной 0.0015, получаем  $R_0 = 0.15\sigma_n$ .

Вероятность пропуска сигнала также оценивалась с помощью модельных расчетов. На рис.1.3 приведен результат этих расчетов в виде зависимости вероятности пропуска мерцающего источника от величины мерцающего источника в единицах шумовой дорожки ( $\sigma_m/\sigma_n$ ) при  $R_0 = 0.15\sigma_n$ .

Таким образом, при  $R_0 = 0.15\sigma_n$  мы регистрируем практически все мерцающие радиисточники, у которых дисперсия мерцаний равна дисперсии шумов и при этом количество ложных источников составит в среднем  $\sim 1$  источник из 1000.

*Измерение параметров мерцающего радиисточника: прямое восхождение, дисперсия мерцаний, склонение.*

При записи мерцающего источника форма сигнала  $U_4(t)$  будет отслеживать форму диаграммы направленности антенны и по своему смыслу величина  $R(\tau)$  дает степень корреляции

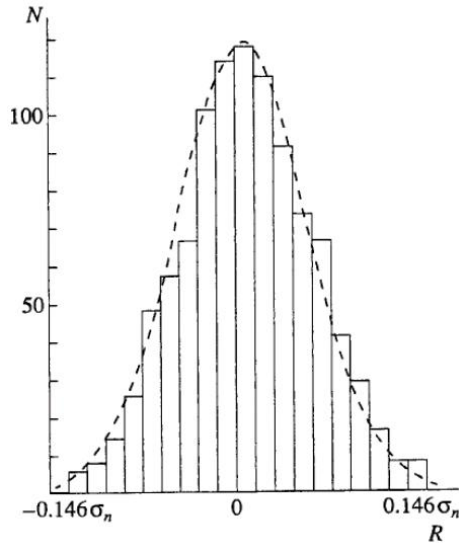


Рис. 1.2: Функция распределения параметра обнаружения  $R$ . Штриховой линией показана гауссовская функция распределения с  $\sigma = 0.051\sigma_n$ . Рисунок взят из работы Артюх и Тюльбашев (1996а).

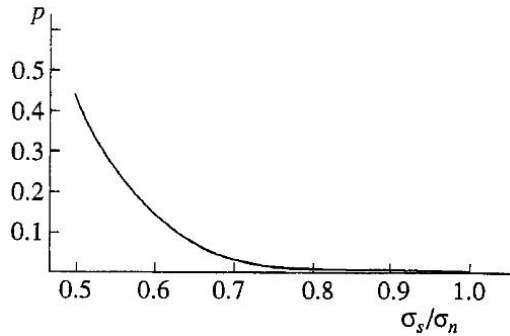


Рис. 1.3: Приведена вероятность пропуска сигнала в зависимости от соотношения сигнал к шуму. Рисунок взят из работы Артюх и Тюльбашев (1996а).

(степень сходства) сигнала с диаграммой направленности антенны. Максимум  $R(\tau_m)$  указывает на максимальное сходство и естественно принять величину  $\tau_m$ , на которой достигнут этот максимум, за координату (момент кульминации) мерцающего источника. Как отмечалось выше для ускорения счета  $R(\tau)$  мы усредняли численный массив  $U_3(t)$  по  $21\text{sec}\delta$  с, так что естественно, после усреднения соседние отсчеты  $U_4(t)$  разнесены на эту величину. Следовательно координату источника мы определяем с такой же точностью. Однако для сильных радиоисточников эту координату даже на глаз можно определить точнее. Поэтому мы уточняем координату следующим образом: Выбираем три значения  $R(\tau)$ :  $R(\tau_m) = R_m$ , одно значение до него  $R_-$  и одно после  $R_+$ , проводим через эти три точки параболу и момент времени, когда параболу достигает

максимума, принимаем за координату мерцающего источника. Если величине  $R_m$  соответствует время  $\tau_m$ , то максимум параболы приходится на момент кульминации  $\tau_k = \tau_m + \delta\tau$ , где

$$\delta\tau = \frac{\Delta\tau}{2} \frac{R_+ - R_-}{2R_m - R_+ - R_-}. \quad (1.14)$$

Здесь  $\Delta\tau$  = шаг вычислений  $R(\tau)$ .

Тем самым, координата оценивается с точностью лучше, чем  $\Delta\tau$ .

Прямое восхождение радиоисточника равно измеренному моменту кульминации с учетом поправки за наклон плоскости антенны БСА ФИАН к горизонту.

Погрешность измерения координат данным способом была получена нами также с помощью модельных расчетов. На рис.1.4 приведена зависимость среднеквадратического разброса измерения координат от величины мерцающего источника в единицах шумовой дорожки ( $\sigma_m/\sigma_n$ ).

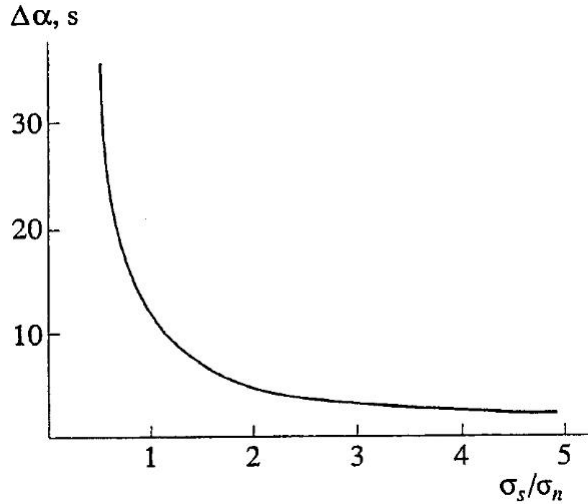


Рис. 1.4: Погрешность измерения прямого восхождения мерцающего радиоисточника в зависимости от соотношения сигнал к шуму. Рисунок взят из работы Артюх и Тюльбашев (1996а).

Как отмечалось выше, флуктуации плотности потока мерцающего радиоисточника в режиме слабых мерцаний описываются нормальным распределением с нулевым средним и дисперсией  $\sigma_m^2$  ( $\langle \Delta S^2 \rangle = \sigma_m^2$ ). Оценку дисперсии мерцаний мы получаем исходя из соотношения 1.11, 1.12 по измерению амплитуды записи мерцающего радиоисточника:

$$a = \sqrt{\frac{2 \times 2.88}{\pi}} (\sqrt{\sigma_m^2 + \sigma_n^2} - \sigma_n). \quad (1.15)$$

Если бы при наблюдении источника сигнал  $U_4(t - \tau_k)$  имел форму диаграммы направленности антенны с добавкой аддитивного нормального шума, то величина

$$R(\tau_k) = \frac{\sum U_4(t_i - \tau_k)k(t)}{\sum k^2(t_i)} \quad (1.16)$$

была бы максимально правдоподобной оценкой амплитуды  $a$  (Левин, 1968). Однако с учетом модуляции сигнала диаграммой направленности антенны можно показать, что форма теоретической записи имеет вид

$$U_{\tau_4}(t) = \sqrt{\frac{2 \times 2.88}{\pi}} (\sqrt{\sigma_m^2 k^2(t) + \sigma_n^2} - \sigma_n). \quad (1.17)$$

Эта функция несколько уже диаграммы направленности антенны и поэтому оценка  $R(\tau_k)$  будет меньше  $a$ . Чтобы учесть этот эффект, необходимо величину  $R(\tau_k)$  умножить на поправочный коэффициент

$$\gamma = \frac{a}{R(\tau_k)} = \frac{(\sqrt{\beta^2 + 1} - 1) \sum k_i^2}{\sum k_i (\sqrt{\beta^2 k_i^2 + 1} - 1)}, \quad (1.18)$$

где  $\beta = \sigma_m / \sigma_n$ .

Окончательно имеем

$$\sigma_m = \sqrt{((\pi / (2 \times 2.88))^{1/2} \gamma R(\tau_k) + \sigma_n)^2 - \sigma_n^2}. \quad (1.19)$$

С помощью модельных расчетов мы оценили погрешность оценки дисперсии мерцаний (точнее  $\sigma_m$ ), полученной по вышеописанной процедуре. На рис.1.5 приведена зависимость  $\Delta\sigma_m$  от  $\sigma_m / \sigma_n$ . Следует отметить, что мы измеряем дисперсию мерцаний, наблюдаемую в одном луче. Наблюдения в трех соседних лучах дают оценки  $\sigma_m$  в лучах, направленных на склонения  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  и  $\delta_3$ . Вписывая в эти точки параболу, мы принимаем максимум параболы за величину дисперсии мерцающего источника  $\langle \Delta S^2 \rangle$ :

$$\langle \Delta S^2 \rangle^{1/2} = \sigma_{m_2} + \frac{(\sigma_{m_3} - \sigma_{m_1})^2}{4(2\sigma_{m_2} - \sigma_{m_1} - \sigma_{m_3})}. \quad (1.20)$$

Для оценки склонения мерцающего радиоисточника применяем ту же процедуру, что и при измерении момента кульминации. Используя оценки дисперсии мерцаний в трех соседних лучах, вписываем параболу в три точки ( $\sigma_{m_1}$ ,  $\sigma_{m_2}$  и  $\sigma_{m_3}$ ) и склонение, на которое приходится максимум этой параболы принимаем за склонение мерцающего источника:

$$\delta = \delta_2 + \frac{13' \sec z}{2} \times \frac{\sigma_{m_3} - \sigma_{m_1}}{2\sigma_{m_2} - \sigma_{m_1} - \sigma_{m_3}} \quad (1.21)$$

где  $z$  – зенитное расстояние.

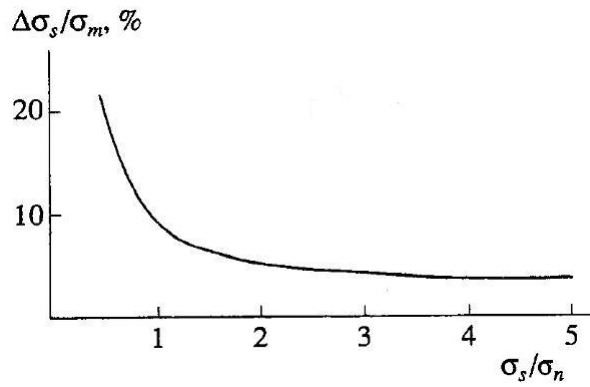


Рис. 1.5: Погрешность оценки среднеквадратической величины мерцаний в зависимости от соотношения сигнал к шуму. Рисунок взят из работы Артюх и Тюльбашев (1996а).

Погрешность величины  $\delta$ , полученной данным способом мы оценивали с помощью модельных расчетов. На рис.1.6 приведена величина среднеквадратического разброса оценки  $\delta$  в зависимости от  $\sigma_m/\sigma_n$ .

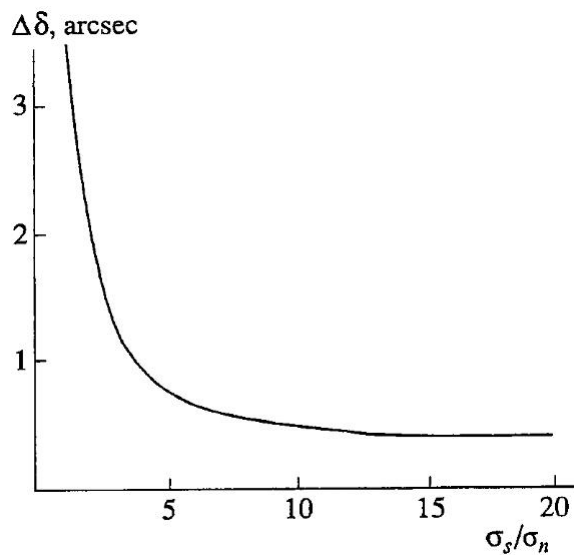


Рис. 1.6: Погрешность измерения склонения мерцающего радиоисточника в зависимости от соотношения сигнал к шуму. Рисунок взят из работы Артюх и Тюльбашев (1996а).

Следует отметить, что при наблюдении очень слабых мерцающих радиоисточников, начиная с некоторого момента, мы будем видеть мерцания только в одном луче, так как в соседних лучах сигнал уже будет меньше шумов. Естественно в этом случае мы не можем воспользоваться соотношением 1.21 и погрешность измерения  $\delta$  следует принять равной половине расстояния между соседними лучами ( $13\text{secz}/2$ ).

## 1.2 Поиск источников осреднением данных.

### Использование коэффициента асимметрии

Рассмотренный в предыдущем параграфе метод обработки наблюдений показал свою работоспособность при обработке наблюдений, в которых нет слишком большого количества помех. Однако, в последние годы, растет уровень помех и их внешнее разнообразие. При этом упала чувствительность наблюдений, и поэтому нами была предпринята попытка разработать методику, которая учитывает эти обстоятельства.

В основе метода поиска мерцающих радиоисточников лежат три составляющие:

- 1) чистка от помех на всех этапах обработки;
- 2) усреднение данных за много дней наблюдений;
- 3) учет того факта, что выбросы, из которых и состоят мерцания, имеют асимметрию относительно некоторого среднего уровня.

Ниже на отдельных источниках и на небольших по охватываемой площади обзорам источников показаны отдельные элементы поиска.

#### 1.2.1 Использование коэффициента асимметрии при исследовании сверхкомпактных ( $\sim 10$ мкс) и компактных ( $\sim 100$ мсек) внегалактических радиоисточников

Для объяснения явления видимой быстрой переменности потока внегалактических источников с характерным временем меньше суток в сантиметровом диапазоне волн предполагаются две альтернативные гипотезы: (1) переменность обусловлена собственной переменностью источника и (2) переменность обусловлена межзвездными мерцаниями (см., например, Jauncey et al., 2001; Dennet-Thorpe and de Bruyn, 2001; Qian et al., 2001; Rickett, 2001). Для ряда источников обнаружен сезонный ход характерного времени переменности: характерное время переменности уменьшается в несколько раз в период с августа по октябрь (Dennet-Thorpe and de Bruyn, 2001; Bignall et al., 2003). Наличие сезонного хода времени переменности доказывает межзвездное происхождение явления переменности потока для этих источников. Однако для большинства радиоисточников нет надежных доказательств того, что флуктуации потока обусловлены межзвездными мерцаниями. Вместе с тем следует отметить, что в случае быстрой собственной переменности источника его угловые размеры должны быть малы и такой источник обязательно должен мерцать на неоднородностях межзвездной плазмы в сантимет-

ровом диапазоне волн. Так, если источник обладает переменностью с характерным временем порядка  $t = 1$  сутки и если он находится на расстоянии  $10^{28}$  см, то его линейные размеры должны быть порядка или меньше  $l = 3 \cdot 10^{15}$  см, а его угловые размеры должны быть порядка или меньше  $\varphi = 0.1$  микросекунды, то есть меньше углового размера первой зоны Френеля для межзвездной среды. Следовательно, он должен быть точечным по отношению к межзвездным мерцаниям и должен мерцать подобно пульсарам в сантиметровом диапазоне длин волн. Поэтому необходимо рассматривать следующую альтернативу: (1) переменность обусловлена собственной переменностью источника и межзвездными мерцаниями и (2) переменность обусловлена только межзвездными мерцаниями. Для источников, для которых реализуется первая модель, по-прежнему актуальной является проблема разделения собственных вариаций потока источника и вариаций, обусловленных межзвездными мерцаниями. В качестве теста для проверки межзвездной природы вариаций потока проведем измерения коэффициента асимметрии функции распределения флуктуаций потока.

При анализе мерцаний внегалактических радиоисточников на неоднородностях межзвездной плазмы важнейшей измеряемой величиной является индекс мерцаний

$$m^2 = \frac{\langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle}{\langle I \rangle^2}, \quad (1.22)$$

где  $I$  - измеряемый поток, а  $\langle I \rangle$  его среднее значение. Однако внегалактические источники имеют сложную структуру типа ядро - гало. На неоднородностях межзвездной плазмы мерцает только ядро и без знания величины потока мерцающей компоненты невозможно определить индекс мерцаний, отнесенный к потоку мерцающей компоненты  $I_0$ ,

$$m_0^2 = \frac{\langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle}{\langle I_0 \rangle^2}. \quad (1.23)$$

Физический интерес представляет только величина  $m_0$ . В работах Bourgois (1972), Bourgois and Cheynet (1972), Armstrong et al. (1972), Пынзарь и Шишов (1975), для преодоления этих трудностей применительно к наблюдениям межпланетных мерцаний радиоисточников было предложено измерять коэффициент асимметрии распределения флуктуаций потока:

$$\gamma = \frac{\langle (I - \langle I \rangle)^3 \rangle}{[\langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle]^{3/2}} = \frac{M_3}{M_2^{3/2}}. \quad (1.24)$$

Здесь  $M_3$  и  $M_2$  - третий и второй центральные моменты распределения флуктуаций потока радиоисточника. В ряде случаев известна теоретическая связь между  $\gamma$  и  $m_0$ . Так, в случае слабых мерцаний точечного источника в зоне Фраунгофера по отношению к внешнему масштабу турбулентности (то есть характерному размеру самых крупных неоднородностей) флуктуации



потока распределены по закону Райса-Накагами (Nakagami, 1960; Mercier, 1962) и коэффициент асимметрии определяется соотношением

$$\gamma = \frac{3}{2}m_0. \quad (1.25)$$

В случае слабых мерцаний точечного источника в зоне Френеля по отношению к внутреннему масштабу турбулентности (то есть характерному размеру самых мелких неоднородностей) флуктуации потока распределены по логарифмически нормальному закону (Татарский, 1967) и

$$\gamma = 3m_0. \quad (1.26)$$

В общем случае при произвольном виде спектра неоднородностей показателя преломления мы можем написать

$$\gamma = Am_0, \quad (1.27)$$

где коэффициент  $A$  зависит от вида спектра турбулентности.

В работах Hill et al. (1996), Hill and Frehlich (1997) были проведены численные расчеты функции распределения флуктуаций потока, а также определены второй и третий моменты флуктуаций потока для случая колмогоровского спектра неоднородностей показателя преломления с различными величинами внутреннего масштаба турбулентности. Используя результаты расчетов этих работ, получаем для чисто степенного спектра  $A = 2.78$ , а для колмогоровского спектра с внутренним масштабом  $l$ , равным масштабу первой зоны Френеля  $b_F$  ( $l/b_F = 1$ ), получаем  $A = 2.86$ . Таким образом, с увеличением внутреннего масштаба спектра турбулентности коэффициент  $A$  увеличивается и приближается к 3. Мы видим, что для колмогоровского спектра величина коэффициента  $A$  близка к 3, и что можно использовать соотношение 1.26 для описания связи  $\gamma$  и  $m_0$ . Расчеты показывают, что соотношение 1.26 справедливо вплоть до величины  $m_0$ , приближающейся к 1 со стороны режима слабых (не насыщенных) мерцаний.

Для экспериментальной проверки соотношения 1.27 мы использовали данные наблюдений межзвездных рефракционных мерцаний пульсаров на частоте 610 МГц (Stinebring et al., 2000), данные наблюдений слабых мерцаний пульсара 1642-03 на частоте 5 ГГц (Smirnova et al., 2006), а также данные наблюдений межпланетных мерцаний радиоисточников ЗС 48, ЗС 119 и ЗС 147, проведенных на частоте 110 на антенне БСА ФИАН в Пуцдинской радиоастрономической обсерватории.

Результаты обработки данных наблюдений и определения коэффициентов асимметрии и индексов мерцаний показаны на рис.1.7. На этом рисунке линией показана теоретическая зависимость, представленная соотношением 1.26, черными кружками показаны данные рефракционных мерцаний пульсаров на частоте 610 МГц, светлым кружком данные слабых мерцаний пульсара 1642-03 на частоте 5 ГГц, звездочками, треугольниками и квадратами показаны данные межпланетных мерцаний квазаров 3С 48, 3С 119 и 3С 147. Рефракционные мерцания пульсара можно рассматривать как слабые мерцаний источника с угловыми размерами порядка угла рассеяния  $\theta_0$  определяемого рассеянием излучения на мелкомасштабных (дифракционных) неоднородностях. Эффективный размер неоднородностей, ответственных за рефракционные мерцания, равен радиусу диска рассеяния  $R\theta_0$ , где  $R$  - эффективное расстояние до турбулентного слоя. Этот размер много больше размера первой зоны Френеля  $b_F$ , поэтому коэффициент асимметрии в данном случае описывается соотношением 1.26. Разброс точек соответствует реальным ошибкам измерений, определяемым недостаточной статистикой. Спектр турбулентности межпланетной плазмы является степенным в широких пределах масштабов, показатель степени трехмерного пространственного спектра близок по величине показателю степени комогоровского спектра  $n = 11/3$  (Tu and Marsh, 1995). Однако квазары, использовавшиеся в наших наблюдениях, состоят из ядра, мерцающего на неоднородностях межпланетной плазмы и гало большого размера, которое не мерцает. Для перехода от величины  $m$  к величине  $m_0$  мы использовали данные о соотношении потоков ядра и гало, приведенные в работе Tyul'bashev and Chernikov (2001), а именно  $m/m_0 = 0.7$  для источника 3С 48 и  $m/m_0 = 0.5$  для источника 3С 119. Для источника 3С 147 было взято отношение  $m/m_0 = 1$ . На рис.1.7 использовались значения  $m_0$ .

Анализ рисунка 1.7 показывает, что достаточно разнородные данные, полученные для разных сред и источников разных размеров, хорошо согласуются с соотношением 1.26. Разброс точек относительно теоретической кривой составляет около 30% и определяется, в основном, ошибкой измерения  $\gamma$  из-за недостаточной статистики. Таким образом, параметр  $\gamma$  является достаточно хорошо измеряемой величиной и его можно использовать для тестирования межзвездных мерцания как причины быстрых вариаций потока внегалактических радиоисточников.

Для определения величин индексов мерцаний  $m$  и коэффициентов асимметрии  $\gamma$  мы использовали наблюдательные данные по вариациям потоков наиболее известных компактных квазаров PKS 0405-385, B0917+624, PKS 1257-326 и J1819+3845. Результаты определения этих величин приведены в таблице 1.1. В колонках с первой по шестую даны: название источника, частота наблюдений, оценка индекса мерцаний, характерное время мерцаний  $t_0$ , оценка индекса

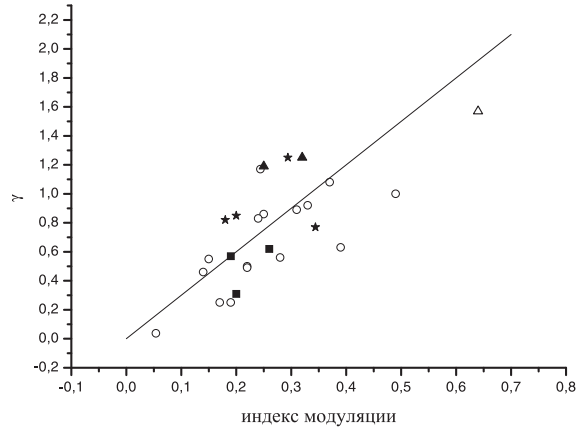


Рис. 1.7: Зависимость коэффициента асимметрии  $\gamma$  от индекса модуляции,  $m$ . Кружки – данные, полученные по рефракционным мерцаниям пульсаров; треугольник – по вариациям интенсивности PSR 1642-03 на частоте 5 ГГц (слабые мерцания); данные по межпланетным мерцаниям источников: 3C 48 – звездочки; 3C 119 – зачерненные треугольники; 3C 147 – квадратики. Рисунок взят из работы Шишов и др. (2005б)

Таблица 1.1: Индексы мерцаний и коэффициенты асимметрии радиоисточников.

Источник	$\nu$ (ГГц)	$m$	$t_0$ (час)	$\gamma$	Ссылка
PKS 0404-385	8.64	0.08	0.41	+0.12	Rickett et al. (2002)
	4.8	0.11	0.55	+0.62	–
	2.38	0.093	1.6		–
	1.38	0.063	2.6		–
B0917+624	15.0	0.01	3	-0.06	Qian et al. (2001)
	8.3	0.02	2.4	+0.22	–
	5.0	0.035	7.2	-0.10	–
	2.7	0.06	20	+0.04	–
PKS 1257-326	8.06	0.05	0.27	-0.24	Bignall et al. (2003)
	8.06	0.05	0.33	-0.24	–
J1819+3845	8.5	0.21	0.5	-0.14	Dennet-Thorp and de Bryun (2001)
	4.8	0.29	0.53	+0.78	de Bryun and Dennet-Thorp (2001)
	2.2	0.24			Dennet-Thorp and de Bryun (2000)
	1.3	0.13	3.5		–

асимметрии, ссылка на работу из которой брались исходные данные для анализа. Отметим, что характерное время мерцаний  $t_0$  определяется в этих работах как радиус автокорреляционной функции на уровне 0.5 от ее максимума.

Зависимость индекса асимметрии  $\gamma$  от индекса модуляции  $m$  показана на рис.1.8. На этом рисунке светлыми кружками показаны данные для источника В0917+624, звездочками - данные для источника PKS 1257-326, черными кружками - данные для источника PKS 0404-385 и черными квадратами - данные для источника J1819+3845. Ошибка измерения величины  $\gamma$ , определяемая недостаточным усреднением примерно равна  $\delta\gamma \cong 0.2$ . Мы видим, что основной массив точек показывает хорошо выраженную линейную зависимость  $\gamma$  от  $m$ , которая соответствует теоретической зависимости 1.26 при  $m = m_0$ , то есть случаю, когда поток мерцающей компоненты составляет основную долю потока источника. Исключение составляют две точки соответствующие измерениям вариаций потоков источников PKS 1257-326 и J1819+3845 на частотах 8.06 и 8.5 ГГц. Эти точки нельзя объяснить межзвездными мерцаниями и необходимо предполагать, что вариации потоков этих источников на высоких частотах содержат компоненты не межзвездного происхождения.

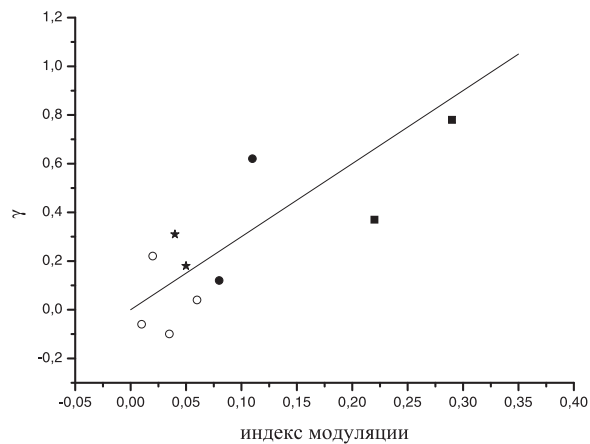


Рис. 1.8: Зависимость коэффициента асимметрии  $\gamma$  от индекса модуляции,  $m$ , полученная по вариациям интенсивности внегалактических источников: PKS 0405-38 – зачерненные кружки; В0917+624 – светлые кружки; J1819+3845 – квадратики; PKS 1257-326 – звездочки. Рисунок взят из работы Шишов и др. (2005б)

Ниже мы более детально обсудим данные по каждому источнику и оценим на практике применимость индекса асимметрии для получения оценок угловых размеров источников.

**PKS 0404-385.** Наблюдаемые вариации потока этого источника можно объяснить мерцаниями на неоднородностях локальной межзвездной среды в слое толщиной порядка 30 пк. На частоте 4.8 ГГц сопоставление величин  $m \cong 0.11$  и  $\gamma \cong 0.62$  приводит к модели источника в виде мерцающего ядра с потоком, составляющем примерно 50% от полного. Индекс мерцаний мерцающей компоненты равен  $m_0 \cong \gamma/3 \cong 0.2$ , то есть мерцания являются слабыми. Характерное время мерцаний  $t_0 \cong 30$  минут (Rickett et al., 2002) соответствует размеру первой зоны

Френеля на дистанции  $z \cong 10$  пк при скорости наблюдателя  $V = 30$  км/сек. На частотах 2.4 и 1.2 ГГц индекс мерцаний начинает убывать, а характерное время мерцаний быстро расти с уменьшением частоты радиоволны. Такую зависимость можно объяснить увеличением видимого углового размера источника примерно пропорционально квадрату длины радиоволны. В свою очередь видимый угловой размер источника можно объяснить рассеянием на неоднородностях межзвездной плазмы в слое, более удаленном от наблюдателя. Исследования рассеяния излучения пульсаров показало, что турбулентная межзвездная плазма с характерной толщиной порядка 1 кпк наблюдается во всех направлениях в окрестностях Солнца (Пынзарь и Шишов, 1997). В направлении источника PKS 0405-38 значение характерного угла рассеяния должно быть равно  $\theta_{scat} \cong 20$  мкс на частоте 4.8 ГГц.

**B0917+624.** Сопоставление величин  $m$  и  $\gamma$  на четырех частотах показывает, что доля мерцающей компоненты в полном потоке источника близка к 100%. Малая величина индекса мерцаний объясняется не малой долей потока мерцающей компоненты источника, а большим угловым размером источника. С увеличением длины волны  $\lambda$  наблюдается приблизительно линейный рост индекса мерцаний  $m \propto \lambda$  и характерного времени мерцаний  $t_0 \propto \lambda$ . Эти зависимости можно объяснить только тем, что угловой размер источника существенно влияет на параметры мерцаний, причем видимый угловой размер источника примерно пропорционален длине радиоволны:  $\varphi \propto \lambda$ . Такая зависимость исключает межзвездную среду как формирующую видимый угловой размер источника и соответственно видимый угловой размер является собственным угловым размером источника. Оценим дистанцию до эффективного центра слоя турбулентной среды. Для оценки параметров турбулентной среды мы можем использовать данные наблюдений мерцаний пульсара B0809+74, близко расположенного к источнику B0917+624. Этот пульсар находится на расстоянии 433 пк от Солнца, скорость пульсара  $V = 102$  км/сек (Briskin et al., 2002). Параметры мерцаний пульсара, приведенные в Rickett et al. (2000), соответствуют мерцаниям на турбулентной среде, однородно распределенной между источником и наблюдателем. Используя полученные на частоте 933 МГц значения параметров мерцаний пульсара B0809+74:  $m = 0.8$ ,  $t_0 = 2$  часа, а также принимая во внимание, что спектр турбулентности является колмогоровским, получаем на частоте 4.8 МГц следующую оценку параметров мерцаний:  $m = 0.08$ ,  $t_0 = 50$  мин. Учитывая, что мерцания пульсара соответствуют случаю сферической волны, а мерцания внегалактического источника соответствуют случаю плоской волны, а также то, что скорость движения наблюдателя примерно в 3 раза меньше скорости пульсара, получаем для точечного внегалактического источника следующие параметры мерцаний:  $m = 0.11$ ,  $t_0 = 2.5$  часа. Параметры мерцаний внегалактического радиоисточника с угловыми размерами  $\varphi \cong 20$  мкс (примерно в 3 раза больше углового размера первой зоны

Френеля) соответствуют измеренным параметрам мерцаний источника B0917+624 на частоте 5 ГГц.

**PKS 1257-326.** Характерное время наблюдаемых флуктуаций потока этого источника показывают сезонные изменения, что является прямым доказательством межзвездного происхождения флуктуаций потока (Rickett et al., 2002). Эти флуктуации можно объяснить мерцаниями на неоднородностях локальной межзвездной среды в слое толщиной порядка 10 пк. На частоте 4.8 ГГц сопоставление величин  $m \cong 0.04$  и  $\gamma \cong 0.31$  приводит к модели источника в виде мерцающего ядра с потоком, составляющем примерно 50% от полного. Индекс мерцаний мерцающей компоненты равен  $m_0 \cong \gamma/3 \cong 0.15$ , то есть мерцания являются слабыми. Характерное время мерцаний  $t_0 \cong 20$  минут соответствует размеру первой зоны Френеля при дистанции  $z \cong 10$  пк и скорости наблюдателя  $V = 30$  км/сек. На частоте 8.6 ГГц сопоставление величин  $m \cong 0.05$  и  $\gamma \cong -0.24$  показывает, что помимо мерцаний, в вариациях потока присутствует дополнительная компонента, которая дает отрицательные значения коэффициента асимметрии. Эти дополнительные вариации должны иметь характерное время более часа, поскольку более быстрые вариации потока показывают сезонный ход характерного времени флуктуаций и не вызывает сомнений их межзвездное происхождение. Отрицательное значение  $\gamma$  может быть объяснено и ошибкой измерений из-за недостаточной статистики. Однако при этом мы должны принять, что доля мерцающей компоненты на частоте 8.6 ГГц составляет 100% и индекс мерцаний в 2 раза меньше чем индекс мерцаний мерцающей компоненты на частоте 4.8 ГГц.

**J1819+3845.** Наблюдаемые флуктуации потока этого источника показывают годичный цикл вариации характерного времени флуктуаций, что является прямым доказательством межзвездного происхождения флуктуаций потока (Dennet-Thorp and de Bruyn, 2001). Эти флуктуации можно объяснить мерцаниями на неоднородностях локальной межзвездной среды в слое толщиной порядка 10 пк. На частоте 4.8 ГГц сопоставление величин  $m \cong 0.29$  и  $\gamma \cong 0.78$  приводит к модели источника в виде мерцающего ядра с потоком, составляющем примерно 90% от полного. Индекс мерцаний мерцающей компоненты равен  $m_0 \cong \gamma/3 \cong 0.26$ , то есть мерцания являются слабыми. Характерное время мерцаний  $t_0 \cong 20$  минут (Dennet-Thorp and de Bruyn, 2001) соответствует размеру первой зоны Френеля при дистанции  $z \cong 10$  пк и скорости наблюдателя  $V = 30$  км/сек. На частоте 8.6 ГГц величина  $m \cong 0.21$  и измеренную величину  $\gamma \cong -0.14$  невозможно объяснить в рамках модели мерцаний, поскольку измеренному индексу мерцаний должна была бы соответствовать величина  $\gamma = 0.6$ , что за пределами ошибок не соответствует измеренному значению  $\gamma$ . Необходимо предполагать наличие дополнительных флуктуаций, которые приводят к понижению значения величины  $\gamma$ . Эти флуктуации должны иметь характерный временной масштаб больше часа, поскольку флуктуации с характерным

временем менее часа показывают сезонный ход и несомненно определяются мерцаниями.

Итак проверка природы вариаций потоков быстропеременных квазаров по соответствию коэффициента асимметрии  $\gamma$  величине, предсказанной теорией мерцаний, показывает, что эффект мерцаний является основным в формировании вариаций потоков на частотах от 5 ГГц и ниже. Вместе с тем на частотах 8.6 ГГц и выше возможно присутствуют дополнительные вариации потоков, которые не связаны с мерцаниями. Сравнение измеренных величин индекса мерцаний и коэффициента асимметрии показывает, что поток мерцающей компоненты источника составляет основную долю полного потока источника и соответственно измеренный индекс мерцаний близок индексу мерцаний однокомпонентного источника.

Параметры мерцаний источников соответствуют двум типам сред: среда первого типа с характерной толщиной порядка 1 кпк и среда II типа с характерной толщиной порядка 10 пк. Квазар B0917+624 мерцает на среде I типа с характерной толщиной порядка 1 кпк. Эта среда ответственна за основной эффект мерцаний и рассеяние радиоизлучения пульсаров (Пынзарь и Шишов, 1997). Малая величина индекса мерцаний квазара по сравнению с пульсарами определяется влиянием углового размера квазара. Принимая, что индекс мерцаний точечного источника на частоте 5 ГГц равен  $m \cong 0.1$  (Rickett et al., 2000) получаем, что квазар B0917+624 на этой частоте имеет угловой размер примерно в 3 раза больше углового размера первой зоны Френеля и составляет  $\varphi \cong 20$  угловых микросекунд. Угловой размер линейно растет с ростом длины волны.

Остальные три исследованных в статье источника мерцают на среде II типа, прилегающей к наблюдателю и имеющей характерную толщину порядка 10 пк. Параметры этой среды оценены в работах Jauncey et al. (2001), Dennet-Thorp and de Bryun (2001), Rickett (2001), Bignall et al. (2003). На частотах 5 ГГц и выше источники имеют угловые размеры порядка или меньше углового размера первой зоны Френеля  $\varphi \leq 30$  мкс. Вместе с тем на более низких частотах индекс мерцаний уменьшается с увеличением длины волн, а характерное время растет примерно пропорционально квадрату длины волны. Такая зависимость может быть объяснена тем, что на среду II типа падает излучение, предварительно рассеянное на среде I типа и характерный угол рассеяния должен быть соизмерим с угловым размером первой зоны Френеля (среды II типа) на частоте 5 ГГц. В таком случае мерцания на среде I типа должны быть подавлены за счет собственного углового размера источника, в 5-10 раз, большего чем угловой размер первой зоны Френеля для среды I типа. В целом можно дать следующую грубую оценку собственных угловых размеров источников на частоте 5 ГГц:  $20 \text{ мкс} \leq \varphi \leq 40 \text{ мкс}$ . Для более точной оценки угловых размеров необходимо исследовать временные структурные функции флуктуаций интенсивности в области временных лагов 3 - 10 часов.

Т.о., использование коэффициента асимметрии  $\gamma$  и аккуратный анализ данных по источникам позволил нам извлечь угловые размеры источников.

### 1.2.2 Использование коэффициента асимметрии. Оценка влияния ионосферы и помех на точность получаемых оценок

Измерения индексов мерцаний источников с малыми плотностями потока встречает большие трудности. По определению индекс межпланетных мерцаний  $m$  представляет собой среднеквадратичное значение флуктуаций плотности потока, нормированное на среднее значение плотности потока (Власов и др., 1976). Ошибка измерения среднего потока слабого источника велика из-за эффекта путаницы, то есть попадания в диаграмму антенны нескольких источников, а также из-за вариаций яркостной температуры фона, определяемого радиоизлучением Галактики. Кроме того на уровне 1 Ян для антенны БСА ФИАН возможны вариации нуля, обусловленные как нестабильностью аппаратуры, так и нестабильностью далеких боковых лепестков диаграммы направленности антенны из-за влияния ионосферы. Для устранения этого эффекта в работе (Readhead and Hewish, 1974) было предложено измерять не индекс мерцаний радиосточника, а среднеквадратичное значение флуктуаций плотности потока. Однако в этом методе для сравнения значений плотности потока мерцающего источника в разные дни необходимо проводить абсолютные измерения, что вызывает большие трудности. Дополнительные трудности представляют помехи: мультипликативные, вызываемые модуляцией радиоволн ионосферными неоднородностями, и аддитивные, вызываемые грозовыми разрядами, а иногда и техногенными источниками.

Попытаемся использовать коэффициент асимметрии в качестве параметра, характеризующего межпланетную турбулентную плазму.

Цель нашей работы – это поиск предельно слабых мерцающих источников и оценка их плотности потока.

#### *Наблюдения и обработка наблюдений.*

Согласно формулам 1.22, 1.23, 1.24, 1.25, 1.26, 1.27 из предыдущего параграфа измеряемой величиной является индекс мерцаний ( $m^2$ ), однако величиной, характеризующей плотность потока является ( $m_0^2$ ). Для того, чтобы получить оценку  $m_0^2$  можно использовать коэффициент асимметрии ( $\gamma$ ). Он связан с  $m_0^2$  коэффициентом ( $A$ ), который и нужно определить практическими измерениями.

Нами были проведены две серии наблюдений в мае и августе 2003 г. Наблюдения проводились на антенне БСА ФИАН на частоте 111 МГц в полосе частот 600 кГц и при постоянной



времени 0.4 с и 0.1 с. Большая эффективная площадь радиотелескопа ( $S_{eff} \simeq (2 - 3) \times 10^4 \text{ м}^2$ ) позволяла проводить наблюдения с чувствительностью фактически на уровне путаницы мерцающих источников  $\sim 0.1 \text{ Ян}$  (Артюх и Шишов, 1982). Эффект путаницы для протяженных (немерцающих) источников для антенны БСА ФИАН должен быть сравним с эффектом путаницы для антенны ДКР-1000, которая располагается в Пушино и имеет сходную геометрическую площадь и частоту наблюдений. Для антенны ДКР-1000 эффект путаницы  $\sim 1 \text{ Ян}$  и его оценка получена в работе (Дагкесаманский, 1969).

Первая серия наблюдений была проведена в период с 3.05.2003 по 9.05.2003. В этой серии наблюдались сильные источники с плотностями потока порядка нескольких десятков Янских. Источники отбирались таким образом, чтобы их положение относительно Солнца соответствовало элонгациям  $20^\circ - 40^\circ$ , на которых индексы мерцаний радиоисточников достигают максимальной величины на частоте 111 МГц. Основной целью этих наблюдений была проверка соотношений 1.26 и 1.27. Наблюдались мерцания 12 радиоисточников с плотностями потока от 18 Ян до 360 Ян (это ЗС 9 - 32 Ян; ЗС 16 - 18 Ян; ЗС 31 - 30 Ян; ЗС 48 - 77 Ян; ЗС 55 - 37 Ян; ЗС 65 - 28 Ян; ЗС 84 - 120 Ян; ЗС 98 - 80 Ян; ЗС 111 - 110 Ян; ЗС 123 - 360 Ян; ЗС 132 - 28 Ян; ЗС 138 - 30 Ян).

Результаты измерений величин индекса мерцаний приведены на рис.1.9. На этом рисунке показана зависимость  $\gamma$  от  $m$ . Из рисунка видно, что в области величин индексов мерцаний  $m > 0.1$  наблюдается достаточно хорошо выраженная линейная зависимость  $\gamma$  от  $m$ . Нижняя огибающая примерно соответствует зависимости 1.27. В целом точки лежат несколько выше, что говорит о заметном вкладе немерцающего гало в полную плотность потока источника. Это приводит к уменьшению наблюдаемого индекса мерцаний по сравнению с однокомпонентным источником и сдвигу точки на графике влево. В области величин индексов мерцаний  $m < 0.1$  наблюдается большой разброс данных, обусловленных разными причинами. Во-первых, здесь сосредоточены данные по источникам с малым отношением ядро-гало, где доля мерцающей компоненты  $< 0.3$ . Этим источникам соответствуют значения величин коэффициента асимметрии в пределах  $0.5 < \gamma < 1.0$ . Во-вторых, здесь подключается модуляционная помеха ионосферного происхождения, которая вызвана блужданием положения источника относительно диаграммы антенны, и которая дает флуктуации принимаемого потока на уровне 5%. Совместное измерение коэффициента асимметрии и индекса мерцаний может позволить контролировать достоверность измерений и отбраковывать измерения, возмущенные помехами.

Вторая серия наблюдения была проведена в период с 04.08.2003 по 17.08.2003 года. Наблюдения проводились на двух диаграммах направленности одновременно. В первой диаграмме использовались 8 лучей, во второй 16 лучей. Лучи в независимых диаграммах выставлялись

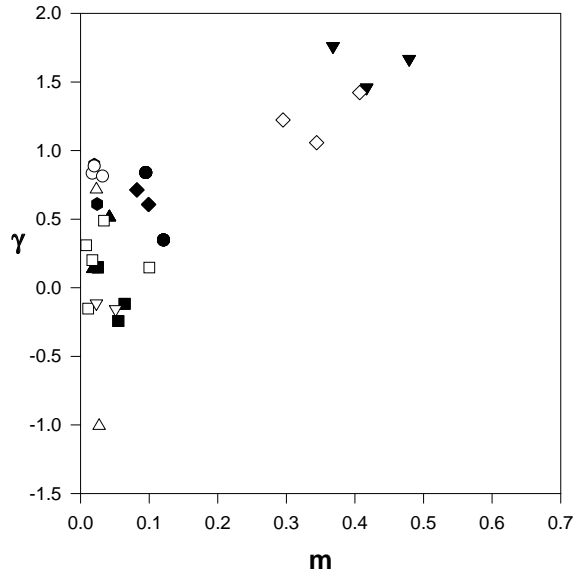


Рис. 1.9: Зависимость  $\gamma$  от  $m$  для сильных радиоисточников (ЗС 9, ЗС 16, ЗС 31, ЗС 48, ЗС 55, ЗС 65, ЗС 84, ЗС 111, ЗС 123, ЗС 132, ЗС 138). Рисунок взят из работы Шишов и др. (2005б)

на фиксированное направление на небе и, затем, в течении 7 часов велась запись сигнала. Т.о., были записаны две площадки на небе со следующими координатами  $4^h \leq \alpha_{1950} \leq 11^h$ ;  $35^\circ \leq \delta_{1950} \leq 38^\circ$  (первая диаграмма) и  $4^h \leq \alpha_{1950} \leq 11^h$ ;  $21^\circ 40' \leq \delta_{1950} \leq 28^\circ 40'$  (вторая диаграмма). В силу того, что охватываемая по прямому восхождению зона была большой, мерцающие источники имели самые разнообразные элонгации. Поскольку в период наблюдения проводились в условиях сильных помех, нам удалось провести измерения мерцаний только небольшого числа источников с потоками от 3 Ян до 20 Ян (ЗС 173 - 11 Ян; ЗС 186 - 20 Ян; ЗС 241 - 21 Ян; 4С 24.25 - 8.8 Ян; 4С 25.28 - 3.1 Ян; 4С 26.30 - 3.5 Ян; 4С 27.21 - 7.4 Ян; 4С 37.22 - 3.5 Ян; 4С 37.25 - 3.2 Ян; 6С 0951 - 6 Ян).

Результаты измерений  $\gamma$  и  $m$  приведены на рис.1.10. Из рисунка видно, что на плоскости  $\gamma - m$  в области величин индексов мерцаний  $m > 0.1$  точки заполняют прямоугольный треугольник. Нижняя граница распределения точек соответствует хорошо выраженной линейной зависимости  $\gamma$  от  $m$  и описывается соотношением 1.27, которое соответствует мерцаниям однокомпонентного источника. Верхняя граница распределения точек соответствует изменению индекса мерцаний при постоянной величине коэффициента асимметрии  $\gamma$ , что объясняется изменениями долей потока мерцающих компонент при одинаковых угловых размерах этих компонент. Следует подчеркнуть, что основной разброс точек на графике 1.10 связан с вариациями параметров источников, а не с отклонениями измеренных точек от зависимости 1.27 для данного источника. В качестве примера реальной точности выполнения зависимости 1.27 для данного источника на рис.1.11 приведены данные значений коэффициента  $A = \gamma/m$  в зависи-

мости  $m$  для наиболее компактных источников. Из рисунка видно, что для области значений индекса мерцаний  $m > 0.1$  коэффициент  $A$  в среднем не зависит от  $m$ . Разброс точек относительно среднего значения составляет около 30%. При малых значениях индекса мерцаний  $m \ll 0.1$  разброс точек сильно возрастает, что связано с увеличением относительного вклада модуляционных помех, обусловленных ионосферой. В этой области значений индекса мерцаний совместное измерение  $\gamma$  и  $m$  может позволить контролировать вклад помех в измерения этих величин. Следует отметить, что значение величины  $A$  определяется структурой источника и должно быть определено для каждого источника индивидуально.

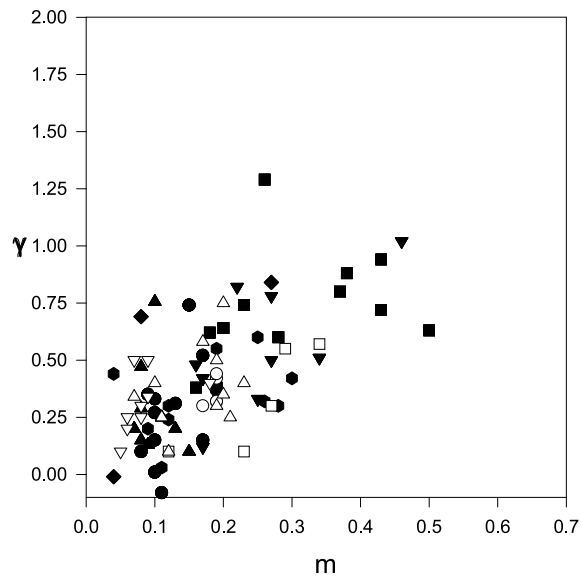


Рис. 1.10: Зависимость  $\gamma$  от  $m$  для слабых радиоисточников (3С 173, 3С 186, 4С 37.22, 4С 37.25, 3С 241, 4С 27.21, 4С 24.25). Рисунок взят из работы Шишов и др. (2005б)

Для ориентировки в картине положения радиоисточников относительно Солнца на рис.1.12 показаны значения коэффициента асимметрии, нормированные на среднее значений для данной выборки  $\gamma / \langle \gamma \rangle$  в зависимости от элонгации  $\epsilon$ . Данные были взяты для 4, 10 и 17 августа. В целом средняя статистическая зависимость  $\gamma$  от  $\epsilon$  соответствует аналогичной зависимости индекса мерцаний  $m$  от  $\epsilon$ . Элонгация  $\epsilon \simeq 20^\circ$  разделяет режимы слабых и насыщенных мерцаний. Следует отметить, что вид кривой зависимости величины индекса мерцаний  $m$  от элонгации  $\epsilon$  определяется угловым размером источника и может меняться от источника к источнику (Readhead and Hewish, 1974). Соответственно, и вид кривой зависимости коэффициента асимметрии  $\gamma$  от элонгации  $\epsilon$  также будет меняться от источника к источнику.

Результаты наблюдений показывают, что ошибки измерений приводят к двум ограничениям: на минимальное значение индекса мерцаний  $m_{min}$  и на минимальную измеряемую флуктуационную плотность потока  $(mI)_{min}$ . Первое ограничение связано с влиянием ионосферы и изме-

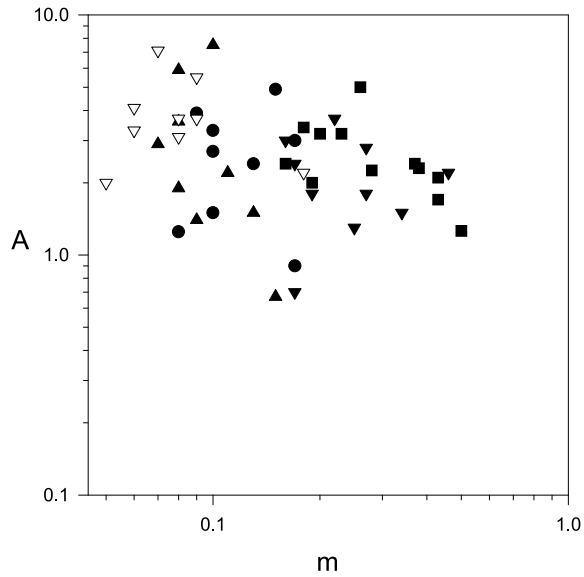


Рис. 1.11: Зависимость коэффициента  $A$  от  $m$  для слабых радиоисточников (3С 173, 3С 186, 4С 37.22, 4С 37.25, 4С 24.25). Рисунок взят из работы Шишов и др. (2005б)

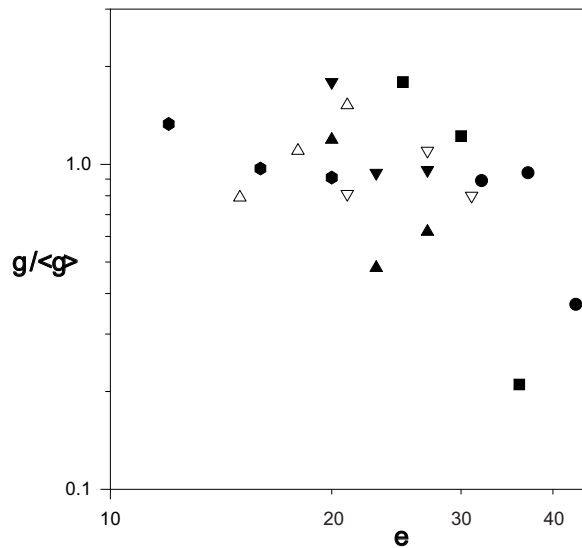


Рис. 1.12: Зависимость величины  $\gamma / \langle \gamma \rangle$  от элонгации  $\epsilon$ . Рисунок взят из работы Шишов и др. (2005б).

рения дают  $m_{min} \simeq 0.05$ . Например, влияние ионосферы на формирование флуктуаций потока источника доминирует во флуктуациях потока источника 3С 123, у которого индекс модуляции примерно равен 3%, а коэффициент асимметрии в одном случае равен  $-1$ , а в другом случае равен  $+0.7$ . Второе ограничение связано с флуктуационной чувствительностью радиотелескопа и измерения дают  $(mI)_{min} \simeq 0.3$  Ян. Предельно малое значение измеренной флуктуационной плотности потока получено для источника 4С 37.22 с потоком  $I = 3.5$  Ян. Среднее значение измеренных индексов мерцаний этого источника равно  $m \simeq 0.1$ , а среднее значение коэффи-

циента асимметрии равно  $\gamma \simeq 0.2$ . С точностью до статистических ошибок эти две величины соответствуют модели мерцаний, поэтому можно утверждать, что флуктуации плотности потока соответствуют межпланетным мерцаниям однокомпонентного радиоисточника с достаточно большими угловыми размерами. Измеренная флуктуационная плотность потока для этого источника равна  $(mI)_{min} \simeq 0.35$  Ян. Первое ограничение приводит к тому, что в список источников для систематических наблюдений межпланетных мерцаний мы должны включить источники, мерцающие компоненты которых составляют более 5% от полной плотности потока. Второе ограничение приводит к тому, что поток мерцающей компоненты должен быть больше 0.3 Ян.

### 1.2.3 Схема обработки данных ежедневного мониторинга

Начиная с осени 2006 г. на антенне БСА ФИАН проводится ежедневный круглосуточный мониторинг мерцающих источников. Наблюдения проводятся в двух площадках, каждая из которых перекрывает по склонению приблизительно  $8^\circ$ . Используются 16 лучей антенны БСА ФИАН, запись ведется с частотой опроса 10 Гц. Основная цель наблюдений – это прогноз времени прихода на Землю выбросов корональной массы и предсказания времени начала магнитных бурь на Земле.

В результате наблюдений скапливается большой архив данных, которые могут быть использованы и в других целях. Например поиск крупномасштабных неоднородностей в распределении компактных (мерцающих) радиоисточников, получение каталога компактных источников плотность потока которых ограничена лишь эффектом путаницы, отождествление компактных радиоисточников и поиск разного рода статистических закономерностей.

Существует своя специфика при использовании данных мониторинга для программы "Космическая Погода". Однако большая часть обработки наблюдений проводится безотносительно к тому, для чего эти результаты будут использованы. Именно эта часть обработки и будет отражена в данном параграфе.

Т.о., необходимо выстроить методику обработки наблюдений так, чтобы была возможность усреднения обработанных данных для увеличения отношения сигнал к шуму, в ходе обработки отделялись ионосферные мерцания от мерцаний на межпланетной плазме, помехи удалялись в автоматическом режиме.

Суть предлагаемого способа обработки наблюдений проста. Для избавления от коротких помех используется медианная фильтрация с шагом 1.5 с. Она удалит короткие по времени помехи, но в то же время не испортит мерцания (см. 1.2.1). Затем используем структурные

функции с шагом  $0.1^s$ ,  $1^s$  и  $10^s$ . Такие структурные функции в применении к данным обзора выделяют шумы, межпланетные мерцания и ионосферные мерцания. Усредняем данные по минуте и вновь используем медианную фильтрацию. Вторая медианная фильтрация позволит избавиться от помех длительность которых не превышала одной минуты. При этом длительность помехи заведомо короче по времени, чем запись источника ( $425^s / \cos \delta$ , где  $\delta$  – это склонение наблюдаемого источника). Следовательно, данные по источнику не будут испорчены. Далее полученные результаты осредняются за все дни наблюдений с тем, чтобы выделить в записях предельно слабые источники.

Запишем выражение для структурной функции первого порядка:

$$D_I(\tau, t) = \langle [I(t + \tau) - I(t)]^2 \rangle, \quad (1.28)$$

где  $I$  – измеряемый поток,  $\tau$  – временной сдвиг,  $t$  – время. При  $\tau = 0.1^s$ ;  $1^s$ ;  $10^s$  в выходных массивах запишутся: шумовая дорожка, шумовая дорожка плюс межпланетные мерцания, шумовая дорожка плюс межпланетные мерцания плюс ионосферные мерцания. Знак  $\langle \rangle$  показывает, что данные были усреднены по времени  $t$ . В нашем случае  $t = 1$  минуте.

Процедура деления структурной функции с шагом  $1^s$  на структурную функцию с шагом  $0.1^s$  позволит максимально уменьшить шумы и выделить межпланетные мерцания. Деление структурной функции с шагом  $10^s$  на структурную функцию с шагом  $1^s$  выделит ионосферные мерцания. Следовательно у нас образуются массивы в которых выделены все источники мерцающие на межпланетной плазме и на ионосфере за день. Каждый из этих массивов прогоняется через диаграммный фильтр. В роли диаграммного фильтра выступает двойная разностная фильтрация с шагом 3 минуты.

После усреднения ежедневных данных получают массивы в которых шумы уменьшены как корень из количества дней наблюдений, соответственно в этих массивах выделены предельно слабые источники мерцающие на межпланетной плазме и на ионосфере.

Остается определить уровни отсечения на которых находятся максимальное количество реальных источников и минимальное количество ложных.

### 1.3 Оценка плотности потока исследуемого источника

Есть несколько различных методов оценки плотности потока источников. В зависимости от поставленной задачи используются те или иные способы. В первую очередь оцениваются флуктуации плотности потока (ниже пункты (1) и (2)), а затем и плотность потока компактной компоненты (пункты (3) и (4)).

1. Как упоминалось выше, наблюдения источников проходит в нескольких лучах антенны БСА ФИАН. Каждый луч привязан в конечном счете к каналу приемника. Сигнал по дороге к АЦП усиливается на двух этажах усилителей антенны БСА ФИАН и в приемнике. В конечном счете шумовая дорожка на выходе АЦП в каждом канале имеет разную дисперсию шумов ( $\sigma_{noise}$ ) в единицах АЦП. Для того, чтобы оценить эти шумы в Янских помимо исследуемых источников проводятся записи калибровочных источников с известными плотностями потоков (обычно это источники с плотностями потока, превышающими 15-20 Ян). На первой диаграмме БСА ФИАН есть техническая возможность записи калибровочного источника одновременно во всех каналах. Мы можем определить высоту источника в записи в единицах АЦП, можем определить дисперсию шумов в нулях диаграммы направленности антенны в единицах АЦП, знаем плотность потока источника в Янских. Следовательно можем определить дисперсию шумов в Янских. В ходе сеансов наблюдений обычно проводятся записи до десяти калибровочных источников. Определяются дисперсии шумов в каждом луче БСА, отбрасываются крайние значения. Оставшиеся дисперсии шумов усредняются. Т.о., получается коэффициент перевода из единиц АЦП в Янские. На практике точность оценок плотности потока 20%.

2. Специфика круглосуточного мониторинга такова, что нет возможности записывать сильные калибровочные источники в нужном луче. С другой стороны, ширина луча составляет приблизительно полградуса. На склонении ноль градусов за сутки наблюдений записывается площадка в 180 кв.градусов. В 4С каталоге (Pilkington and Scott, 1965; Gower et al., 1967) на приблизительно 20000 кв.градусов северной полусферы приходится около 5000 источников с плотностью потока от двух Янских, что превышает уровень путаницы для БСА ( $\sim 1$  Ян). Следовательно, средняя плотность источников 4С каталога один источник на 4 кв.градуса. В каждом луче должно записываться в среднем 45 источников 4С каталога. Т.о., всегда есть возможность выбрать десяток наиболее сильных источников с плотностями потока превышающими 5-6 Ян и попадающих в лучи диаграммы БСА попутно в ходе наблюдений мерцающих источников.

Т.к. специальных наблюдений 4С источников с оценками плотности потока на БСА не проводилось, то прежде чем использовать их в качестве калибровочных источников необходимо выяснить их ожидаемую плотность потока на частоте наблюдений. В настоящее время есть доступные через сеть базы данных (например CATs и NED), благодаря которым можно построить интегральные спектры источников и оценить ожидаемую плотность потока от источника на частоте наблюдений.

3. Для того, чтобы получить оценку плотности потока компактного радиоисточника из оценки его флуктуаций плотности потока, необходимо знать угловые размеры исследуемого источника. Для оценки этого углового размера используются разные подходы.

а) В целом мерцания источника на элонгациях вблизи Солнца стремятся к нулю, при удалении от Солнца на элонгациях порядка  $25^\circ$  (на частоте  $\sim 100$  МГц) достигают максимума и падают до некоторого приблизительно постоянного уровня при элонгациях превышающих  $60^\circ$ . В работе Marians (1975) приведены теоретические кривые показывающие наблюдаемый индекс мерцаний от элонгации для источников разных угловых размеров. Т.е. если мы хотим определить угловые размеры источника таким способом, то необходимо провести его наблюдения на разных элонгациях, построить зависимость индекса мерцаний от элонгации, сравнить построенную зависимость с теоретическими зависимостями построенными Марианс, оценить угловой размер источника. Последний шаг это перевод наблюдаемых флуктуаций плотности потока в плотность потока с использованием все тех же кривых Марианс.

$$m^2 = \langle \Delta S^2 \rangle / S_m^2. \quad (1.29)$$

$$m = \delta_1 \times \delta_2 \times m_0, \quad (1.30)$$

где  $m$  – наблюдаемый индекс мерцаний,  $\Delta S^2$  – наблюдаемые флуктуации плотности потока источника,  $S_m$  – плотность потока компактного радиоисточника,  $\delta_1, \delta_2$  – коэффициенты учитывающие угловые размеры источника и то, что часть наблюдаемой плотности потока принадлежит протяженной (немерцающей) компоненте,  $m_0$  – индекс мерцаний относящийся лишь к компактной компоненте.

Такой подход был использован, например, в известной работе Purvis et al. (1987), где были проведены наблюдения методом межпланетных мерцаний источников из 4С каталога на предмет выявления в них компактных компонент.

б) Если дисперсия мерцаний превосходит более чем на порядок дисперсию шумов, то для таких источников можно измерять угловые размеры мерцающих радиоисточников. Оценка углового размера источника делается по временному спектру мерцаний, как описано в работе Артюх (1981), с использованием скана, где  $\sigma_m$  – максимально. Зная угловой размер источника, по теоретической зависимости индекса мерцаний  $m$  от элонгации (Marians, 1975) находим плотность потока мерцающего радиоисточника  $S_m$ , исходя из определения 1.29.

в) Можно оценить плотность потока компактной компоненты источника используя коэффициент асимметрии (см. параграф 1.2). Т.к. коэффициент асимметрии  $\gamma$  связан с  $m_0$  см. 1.26, то можно оценить  $S_i$ :

$$m_o^2 = \langle \Delta S^2 \rangle / S_i^2, \quad (1.31)$$



4. Самая тяжелая ситуация складывается тогда, когда наблюдаемые источники настолько слабы, что нет возможности оценить их угловые размеры и в том случае, когда мерцания радиоисточников не удается зафиксировать вообще и необходимо дать верхнюю оценку плотности потока источника. Тем не менее даже в таких случаях можно добиться нужного результата.

Согласно многочисленным наблюдениям сильных радиоисточников в подавляющем большинстве случаев мерцающие компоненты имеют угловые размеры  $< 0.1''$ , а угол межзвездного рассеяния на 102 МГц в направлении галактического полюса  $\leq 0.04''$  (Артюх и Смирнова, 1989). Наблюдения мерцающих радиоисточников на частоте 327 МГц также показали, что большая часть источников имеет угловой размер  $\leq 0.2''$  (Balasubramanian et al., 1993). Если мерцающий радиоисточник имеет угловой размер  $0.2''$ , то принимая поправку за угловой размер для  $\theta = 0.1''$  мы допускаем (занижаем) ошибку в оценке его плотности потока около 10%. Для источников с угловыми размерами  $> 0.2''$  занижение плотности потока превосходит 10%.

Как говорилось выше, в реальных наблюдениях чаще всего встречаются источники слабые, либо в направлении известного компактного источника мерцания не наблюдаются вообще. Если мерцания не наблюдаются, то это может быть связано с тем, что в спектре компактного радиоисточника наблюдается завал. Может быть также и недостаточная чувствительность радиотелескопа. Т.е. для многих наблюдаемых источников отношение сигнал к шуму таково, что рассмотренные способы оценки плотности потока **1, 2, 3** попросту не работают. Следовательно, нельзя оценить угловые размеры источника и, поэтому, вообще нельзя дать верхние оценки плотности потока источников.

С другой стороны есть известные РСДБ наблюдения компактных источников. Если мы работаем с выборками источников ранее наблюдавшимися в РСДБ, то у нас имеется апостериорная информация о компактных компонентах источника, есть предварительно построенные спектры компактных компонент. Т.о., можно выявить какие из его компонент могут мерцать на нашей частоте наблюдений. Предположив, что у источников не появляются новые компактные компоненты, а угловые размеры известных компонент не меняются, можно оценить плотность потока мерцающей компоненты, либо дать верхнюю оценку плотности потока используя все те же кривые Марианс.

При получении оценок плотности потока в Главе 2 настоящей диссертации методика, изложенная в Главе 1 использовалась для получения оценок дисперсии шумов в единицах АЦП, а методика, изложенная в Артюх (1981) для перевода из единиц АЦП в Янские.

## 1.4 Обсуждение способов поиска компактных источников.

### Выводы

В Главе 1 отражены два разных подхода к поиску компактных радиоисточников. В первом способе используется возможность произвольно управлять лучами составляющими первую диаграмму антенны БСА ФИАН. Таких управляемых лучей всего четыре. Поэтому этот способ более удобен для наблюдений одиночных источников, либо при проведении небольшого обзора. В основе поисковой программы находится математический аппарат, разработанный для нужд радиолокации. Он применен к решению задачи поиска мерцающего источника в шумах. Принципиально новым моментом методики является то, что полнота обзора источников характеризуется функцией, а не числом. До сих пор полнота обзора радиоисточников определялась одним параметром — предельно низкой плотностью потока  $S_0$ . При этом предполагалось, что в ходе обзора наблюдатель уверенно, с большой надежностью регистрирует все источники с плотностями потоков  $\geq S_0$ . Однако такой подход является математически некорректным, так как он не соответствует случайной природе шумов, мешающих обнаружению сигнала. Строго говоря, в ходе обзора наблюдатель всегда теряет какой-то процент источников при любом отношении сигнал/шум. Количественно эти потери характеризуются вероятностью пропуска сигнала ( $P_l$ ). Именно зависимость  $P_l$  от отношения с/ш характеризует полноту обзора для любой величины сигнала. Под отношением с/ш принимаем отношение среднеквадратической величины мерцаний источника  $\Delta S$  к среднеквадратической величине шумов  $\sigma_n$ . В зависимости от стоящей перед ним задачи, пользователь сам выбирает до каких плотностей потока можно пользоваться каталогом.

Методика реализована таким образом, что первичная обработка данных является автоматической. При этом обеспечивается максимальное отношение сигнал/шум, что весьма важно при поиске предельно слабых мерцающих источников.

Во втором способе нет возможности калибровки по известным калибровочным источникам, зато есть возможность использовать 16 лучей диаграммы БСА ФИАН. Высокая чувствительность достигается за счет ежедневного мониторинга и последующего усреднения данных за весь срок наблюдений на данном склонении.

Предложено измерять коэффициент асимметрии функции распределения флуктуаций плотности потока мерцающего радиоисточника в качестве параметра, характеризующего межпланетную турбулентную плазму. Показано, что этот параметр может быть измерен дифференциальным методом и что по информативности он эквивалентен индексу мерцаний радиоисточни-

ка. Проведена серия пробных наблюдений мерцаний радиоисточников на антенне БСА ФИАН и одновременно измерены индексы мерцаний и коэффициенты асимметрии. Сравнительный анализ измеренных величин показал, что коэффициент асимметрии  $\gamma$  с точностью до численного коэффициента равен индексу мерцаний радиоисточника  $m_0$ , нормированному на плотность потока мерцающей компоненты источника. Коэффициент асимметрии позволяет восстановить индекс мерцаний в случае слабых радиоисточников, когда трудно измерить среднюю плотность потока источника. В том же случае, когда возможны измерения индекса мерцаний, дополнительные измерения коэффициента асимметрии позволяют контролировать вклад шумов и помех в измерения.

Показано также, что определение коэффициента асимметрии  $\gamma$ , и индекса мерцаний  $m$  по наблюдаемым временным вариациям интенсивности излучения от внегалактических источников и сравнение их зависимости с теоретическим предсказанием, является хорошим тестом для выяснения природы этих вариаций. Такое сравнение дает возможность с определенностью говорить, обусловлены ли эти изменения потока межзвездной средой, или это собственные вариации источника, а также определить долю компактной компоненты (ядра), вариации потока которой происходят на неоднородностях межзвездной плазмы. На примере четырех квазаров показано, что доля мерцающей компоненты составляет от 50 до 100% от полного потока источника, а собственный угловой размер источников на частоте 5 ГГц равен  $20 \div 40$  микросекунд. Приведены характеристики среды, на которой происходят мерцания.

## Глава 2

# Наблюдения выборок источников

подавляющая часть наблюдений, использованных в данной диссертации, были сделаны на антенне БСА ФИАН. Антенна БСА ФИАН является меридианным инструментом с высокой геометрической ( $72000 \text{ м}^2$ ) площадью. За десятилетия работы антенны ее эффективная площадь менялась в разы. В основном, эти изменения были связаны с модернизацией антенны. Исходно антенна была настроена на частоту  $102.5 \text{ МГц}$ . В 70е годы прошлого века ее эффективная площадь была  $20000\text{-}25000 \text{ м}^2$ . В начале 90х годов диапазон был продан под коммерческое вещание, и ситуация с приемом сигнала начала ухудшаться. После уменьшения принимаемой полосы частот с  $2 \text{ МГц}$  до  $200 \text{ кГц}$ , было принято решение о перестройке антенны на центральную частоту  $111 \text{ МГц}$ . Этот этап пришелся на конец 90-х начало 2000гг. Эффективная площадь упала до  $8000\text{-}10000 \text{ м}^2$ . Еще один этап модернизации был начат в 2008г. Последовательно были заменены все изношенные системы и поставлены новые усилители для верхнего этажа. В настоящее время эффективная площадь антенны составляет примерно  $45000 \text{ м}^2$  в направлении на зенит. Однако какой бы ни была эффективная площадь антенны, ее мгновенная чувствительность оставалась одной из самых высоких в мире в метровом диапазоне длин волн.

Во всех наблюдениях, о которых будет идти речь в данной главе, схема наблюдений была одинаковой. Частота опроса  $10 \text{ Гц}$ , постоянная времени  $0.5$  или  $0.1 \text{ с}$ . В ходе наблюдений записывалось от 5 до 15 сильных радиоисточников по которым делалась калибровка наблюдений для последующей оценки плотности потока. Поэтому при описании выборок будут отмечаться лишь те места, где были отличия от стандартных наблюдений.

Зачастую источники в выборках пересекаются. Это отмечено в Приложении А и в соответствующих параграфах.

В первую очередь наши наблюдения вызваны тем, что на низких частотах мало наблюдений с высоким угловым разрешением. Это связано с их спецификой. Устойчиво работающих

на низких частотах сетей РСДБ нет. Наблюдения методом межпланетных мерцаний, которые могут дать оценку плотности потока компактной компоненты в метровом диапазоне длин волн большей частью касаются исследований Солнца.

Метод мерцаний имеет существенные недостатки и ограничения. Например, низкую координатную точность для компактной (мерцающей) компоненты, трудности интерпретации наблюдаемых мерцаний источника в случае его многокомпонентной структуры, большие погрешности определения углового размера при низком отношении сигнала к шуму, возможность наблюдений источника лишь несколько недель в году. Достоинством метода является простота наблюдений и обработки наблюдений источников. Метод межпланетных мерцаний чаще всего используется на частотах  $\sim 100 - 300$  МГц, где РСДБ наблюдений практически нет. Вследствие этого наблюдения методом мерцаний представляют интерес, т.к. позволяют получить оценки плотности потока компактных компонент источников на самых низких доступных для наблюдений частотах. Вследствие перечисленных причин специальные наблюдения различных выборок источников являются, как правило, уникальными.

Так как для подавляющей части источников угловые размеры на низких частотах трудно извлечь, то мы делали анализ всех наблюдений источника проведенных на высоких частотах и использовали для получения оценки плотности потока из оценки флуктуаций плотности потока угловые размеры извлеченные из высокочастотных наблюдений.

Заметим, что рассеяние на частоте 111 МГц составляет приблизительно 50 мсек дуги в направлении на полюс Галактики (Артюх и Смирнова, 1989). Т.е., даже если источник будет иметь микросекундные размеры, то из-за эффекта рассеяния его размер будет сравним или больше 50 мсек. Поэтому для очень компактных источников наша оценка плотности потока относится к ядру вместе с его миллисекундным джетом. Тем не менее чаще всего случается ситуация, когда большая часть компактных компонент источника имеют либо завалы в спектрах, либо слишком малые (для того, чтобы их вообще зарегистрировать) ожидаемые плотности потока на нашей частоте наблюдений. Поэтому в каждой из рассмотренных ниже выборок в качестве примера сделан анализ высокочастотных интерферометрических наблюдений какого-либо исследуемого источника. Такого рода анализ был сделан для каждого из нескольких сотен рассмотренных источников.

Все оценки плотностей потоков источников были сделаны в шкале Келлерманна (Kellermann, 1964).

В основе данной главы лежат следующие публикации: Артюх и др. (1994а), Артюх и др. (1994б), Артюх и др. (1995), Исаев и др. (1997), Артюх и др. (1999), Тюльбашев и Черников

(2000), Tyul'bashev and Chernikov (2001), Tyul'bashev and Augusto (2005), Черников и др. (2006), Тюльбашев (2009а), Тюльбашев (2009б), Тюльбашев (2009в), Тюльбашев и Черников (2009).

## 2.1 Выборки источников в наблюдениях на БСА

### 2.1.1 Компактные источники с крутыми спектрами

Впервые компактные радиоисточники с крутыми спектрами были выделены в отдельный класс в работах Karahi (1981), Peacock and Wall (1982). В обзоре ярких радиоисточников проведенном на частоте 2.7 ГГц (Peacock and Wall, 1982) было обнаружено, что  $\sim 30\%$  всех наблюдаемых источников имеют угловые размеры  $< 2''$  и крутые спектры на частотах выше 1 ГГц (до этого считалось, что компактные радиоисточники имеют преимущественно плоские спектры). Линейные размеры этих радиоисточников оказались меньше размеров родительских галактик. Оптические отождествления показали, что, как правило, эти источники являются квазарами и радиогалактиками.

Обзор компактных радиоисточников, выполненный методом межпланетных мерцаний на частоте 102 МГц (Артюх и Тюльбашев, 1996б; Артюх и др., 1998а), показал, что на метровых волнах компактные (мерцающие) источники с угловыми размерами  $< 1''$  составляют  $\sim 10\%$  от общего числа радиоисточников (на северном небе  $\sim 10^4$  мерцающих источников) и большинство из них имеет крутые спектры на низких частотах ( $\alpha > 0.5, S \sim \nu^{-\alpha}$ ) (Тюльбашев, 1997). Показано также, что в основном эти источники являются квазарами.

Таким образом, кроме компактных радиоисточников с плоскими спектрами существует довольно многочисленная популяция компактных источников с крутыми спектрами. Можно ожидать, что различие спектров радиоисточников сопровождается различием физических условий в ядрах галактик, где эти компактные радиоисточники находятся.

Так же было бы интересно выяснить, являются ли слабые радиоисточники с крутыми спектрами, наблюдавшиеся в обзоре мерцающих источников (Артюх и Тюльбашев, 1996б) более слабой популяцией сильных радиоисточников с крутыми спектрами.

Компактные источники с крутыми спектрами наблюдались с высоким угловым разрешением в сантиметровом и дециметровом диапазонах длин волн. В то же время, информацию о физических условиях в них несут низкочастотные завалы спектров, которые приходится чаще всего на метровый диапазон радиоволн. Отсюда следует необходимость наблюдений компактных источников на низких частотах.

Для более полного понимания природы компактных радиоисточников с крутыми спектрами, мы решили провести их наблюдения в метровом диапазоне длин волн методом межпланетных мерцаний. За основу для наблюдений была взята выборка из 62 компактных радиоисточников с крутыми спектрами (CSS радиоисточники) из работы Sanghera (1995). Из выборки были исключены 5 источников (B0404+76; B1443+77; B1447+77; B2248+71; B2342+82) слишком большие элонгации которых не позволили провести качественные наблюдения. Источник B1600+335 (OS 300) не наблюдался в силу механической ошибки при выставлении антенны. Однако позднее он вошел в GPS выборку источников и наблюдался на 111 МГц. Т.о., были проведены наблюдения 56 источников.

Наблюдения на частоте 102 МГц были выполнены нами в 1995-1997 гг. на антенне БСА ФИАН методом межпланетных мерцаний. Из-за сложной помеховой обстановки полосу наблюдений пришлось заузить до 200 кГц. Методика обработки наблюдений приведена в Артюх (1981), Артюх и Тюльбашев (1996) и в главе I настоящей диссертации.

Проведем анализ наблюдений одного из источников выборки. Радиоисточник 3C 48 — один из самых известных квазаров. Его красное смещение  $z = 0.367$ . Наблюдения на частоте 15 ГГц с угловым разрешением  $0.15''$  (Breugel, 1984) и на 22.5 ГГц с разрешением  $0.08''$  (Breugel et al., 1992) выявили двойную структуру с компонентами, отстоящими друг от друга на  $0.3''$  и окруженными слабым гало. Результаты наблюдений с разрешением  $\sim 0.02''$  ( $\nu = 600$  МГц) приведены в работе Rendong et al., (1991a). Согласно этим наблюдениям 3C 48 имеет сложную структуру с четырьмя яркими компонентами, выстроенными в одну линию и окруженными слабым гало, слегка вытянутым на восток. Наблюдения на частоте 329.1 МГц с таким же угловым разрешением (Simon et al., 1990) показывают очень сходную структуру, хотя есть и несовпадающие детали.

Сравнение карт на частотах 22.5 ГГц (Breugel, 1992), 5 ГГц (Akujor et al., 1991) и 329.1 МГц (Simon et al., 1990), полученных с одинаковым угловым разрешением  $\sim 0.1''$ , показывает, что самая южная часть источника имеет плоский или инвертированный спектр и, по-видимому, являются ядром. В целом, структура источника представляется как односторонний джет находящийся внутри родительской галактики, вытянутый с юга на север и поворачивающийся на восток. Характерные размеры джета  $0.1'' \times 0.4''$ .

Наблюдения 3C 48 проводились четыре дня на элонгациях около  $28^\circ$ . В зависимости от ориентации джета на небе относительно направления солнечного ветра, должны наблюдаться угловые размеры 3C 48 от  $0.1''$  до  $0.4''$ . Во время наших наблюдений проходивших в апреле 1995 года джет 3C 48 располагался почти вдоль скорости солнечного ветра и мы оценили его эффек-

тивный угловой размер  $0.3''$ . Исходя из этого углового размера была сделана оценка плотности потока компактного радиоисточника  $S_c = 48$  Ян. Мы также получили оценку интегральной плотности потока 3С 48  $S_{int} = 66$  Ян. Спектр компактного радиоисточника имеет максимум на частоте около 200 МГц, в то время как интегральный спектр имеет максимум на частоте около 100 МГц и завал на более низких частотах. Интересно также отметить, что на частоте 600 МГц плотность потока компактного радиоисточника и интегральная плотность потока практически совпадают, а на частоте 102 МГц излучение протяженной ( $> 1''$ ) компоненты 3С 48 составляет  $\approx 30\%$  от интегральной плотности потока. Т.е. гало источника ясно выражено на низких частотах.

Подобный анализ был проведен для всех источников выборки.

Результаты наблюдений приведены в Приложении А.

### 2.1.2 Источники выборки Пирсона-Редхида

В 1981 году вышла статья Pearson and Readhead (1981), которая положила начало большому циклу работ по исследованию компактных структур в полной выборке источников северного неба. Для РСДБ исследований были выбраны внегалактические источники ( $|b| > 10^\circ$ ) со склонениями между  $35^\circ$  и  $70^\circ$  и плотностями потоков превышающими 1.3 Ян на 5 ГГц. Всего в выборке оказался 51 источник. Позднее эта выборка дополнилась 14 источниками со склонениями выше  $70^\circ$  (Pearson and Readhead, 1988). Часть источников оказалась радиогалактиками. Компактные компоненты в них относительно слабые либо вообще не зарегистрированы. Часть источников выборки оказалась квазарами и лацертидами, имеющими мощные компактные компоненты.

Большинство источников выборки Пирсона-Редхида имеют наблюдения с высоким (лучше  $1''$ ) угловым разрешением на высоких частотах. В то же время на низких (ниже 1 ГГц) частотах наблюдений с высоким угловым разрешением практически нет. Для получения информации об излучении компактных компонент в метровом диапазоне длин волн пришлось использовать метод межпланетных мерцаний.

Наблюдения проведены на антенне БСА ФИАН на частоте 111 МГц. Полоса наблюдений была 600 кГц.

Источники наблюдались в ходе двухнедельных сессий. При этом проводилась предварительная оценка всех возможных элонгаций наблюдаемых источников, и в ходе сессии источник включался в текущий план наблюдений на дни, когда его элонгация была наилучшей. Во время наблюдений была сложная помеховая обстановка. Поэтому наблюдения проводились до тех пор, пока мы не получали по крайней мере 2-3 записи хорошего качества. Именно по этим дням



делались оценки плотностей потока мерцающих источников.

Из списка наблюдаемых источников были исключены: B0210+860, B0454+844, B1803+784, B1845+797, B2342+821 из-за их слишком больших склонений, которые приводят к большим элонгациям (больше  $100^\circ$ ). Нам также не удалось получить наблюдения источника B0836+710.

Ряд источников в выборке исследовался ранее. Таких источников оказалось 27 и их наблюдения дополнительно не проводились.

Проведем анализ наблюдений одного из источников выборки Пирсона-Редхида. Радиоисточник 3C 147 — квазар с красным смещением  $z=0.545$ . Наблюдения с угловым разрешением  $\sim 0.1''$  на частотах 22.5 ГГц, 15 ГГц, 8.4 ГГц, 5 ГГц и 1.6 ГГц (Breugel et al., 1984; Pearson et al., 1985; Spencer et al., 1989; Akujor et al., 1990a; Breugel et al., 1992; Akujor et al., 1995) показывают слабую протяженную компоненту на севере и компактную мощную структуру на юге, вытянутую в направлении с юго-востока на северо-запад на  $0.25''$ . Наблюдения с разрешением  $\sim 0.02''$  (Wilkinson et al., 1977; Readhead et al., 1980; Simon et al., 1980; Simon et al., 1990; Zhang et al., 1991) показывают, что южная компонента представляет собой структуру типа ядро-джет со слабым гало вокруг нее. Ядро, находящееся в южном окончании джета, имеет очень малые угловые размеры  $\approx 0.005'' \times 0.002''$  и дает основной вклад в плотность потока от компактных компонент на 1.67 ГГц (Zhang et al., 1991). В ядре наблюдаются сверхсветовые разлеты (Alef et al., 1988). В работе Simon et al. (1980) проведено сравнение наблюдений ядра и джета источника на 1.67 ГГц, 609 МГц и 329 МГц. В этой работе было показано, что форма и размер джета сравнимы на всех частотах, однако относительная плотность потока компонент сильно изменяется. Если на 1.67 ГГц ядро определяет большую часть плотности потока из компактных деталей, то на 329 МГц плотности потока из ядра и двух пятен, из которых состоит джет, сравнимы. К сожалению, в большей части работ, проведенных с высоким разрешением, не оценивались плотности потоков от разных деталей источника, поэтому более тщательный анализ затруднителен.

Наши наблюдения проходили в течение 6 дней на элонгациях  $\sim 29^\circ$ . Оценка плотности потока компактного радиоисточника ( $S_c=39$  Ян) показывает, что 3C 147 один из самых сильных мерцающих источников наблюдающихся на северном небе.

Отметим также источник B0220+427 (3C 66B). Он представляет собой тот исключительно редкий случай, когда анализ наблюдений не позволяет сделать однозначного вывода ни об интегральной плотности потока, ни о плотности потока компактного радиоисточника, ни даже о флуктуациях плотности потока от источника. Попытка исследовать радиогалактику 3C 66B предпринималась нами несколько раз по разным программам. К сожалению, радиогалактика

находится в сложной области. Сильные (десятки Янских) источники имеющие мерцающую и немерцающую компоненты, имеющие близкие прямые восхождения и разные склонения перекрывают на небе область в несколько градусов. Нам не удалось прояснить размеры вкладов от разных источников в общую плотность потока в направлении на источник. Это очень редкий пример путаницы сильных радиоисточников для антенны БСА ФИАН.

Результаты наблюдений выборки приведены в Приложении А.

### 2.1.3 Источники с пиком спектра на гигагерцах

Источники с пиком спектра на гигагерцах или GPS источники характеризуются тремя основными особенностями. Во-первых, их угловые размеры малы. Они не превышают  $10^{-2} - 10^{-1}''$ , что соответствует линейным размерам 10-1000 пк (Mutel and Phillips, 1988). Во-вторых, они имеют высокую внутреннюю светимость в радиодиапазоне ( $10^{45}$  эрг/с), которая сравнима со светимостью самых мощных квазаров (Phillips and Mutel, 1982). В третьих, они имеют четко выраженный максимум на частотах вблизи 1 ГГц, крутой спектральный индекс в области прозрачности и завал спектра на низких частотах.

РСДБ наблюдения показали, что часть GPS источников (преимущественно в квазарах) имеют сложную многокомпонентную асимметричную структуру. Другая часть (преимущественно в радиогалактиках) — это двойные источники, компоненты которых имеют примерно одинаковые размеры, плотности потока и формы спектра (Phillips and Mutel, 1982; Hodges et al., 1984; Mutel et al., 1985; Mutel and Hodges, 1986; Pearson and Readhead, 1988).

В целом природа GPS источников в настоящее время до конца не изучена. Гипотезы об их природе можно посмотреть в работах O'Dea (1998) и в трудах конференций посвященных исследованию GPS источников ("GPS and CSS radio sources 1996; "GPS/CSS workshop 2003). Мы приведем доводы в пользу некоторых из этих гипотез в Главе 5.

Наблюдения GPS источников с высоким угловым разрешением проводятся, в основном, в сантиметровом и дециметровом диапазоне длин волн. Это связано с тем, что максимум в спектре источника достигается на высоких частотах. Т.е. наблюдения на низких частотах приходятся на ниспадающую часть спектра и, следовательно, требуется иметь высокую чувствительность наблюдений. В результате в метровом диапазоне таких наблюдений практически нет. Т.к. антенна БСА ФИАН имеет высокую чувствительность, то на ней может быть решена задача по получению точных оценок плотности потока компактных компонент в метровом диапазоне длин волн. Если чувствительности антенны будет недостаточно, то можно дать верхнюю оценку плотности потока, а интегральные спектры в купе с оценкой плотности потока компактной

компоненты дают возможность оценить компактность источника в метровом диапазоне длин волн.

За основу наблюдений были взяты источники из пяти работ Gopal-Krishna et al., (1983), Spoelstra et al., (1985), Gopal-Krishna and Spoelstra, (1993), de Vries et al., (1997), Stanghellini et al., (1998).

Частично источники в этих работах пересекаются. Всего в работах отмечено 98 источников. По возможности были проведены наблюдения всех источников, которые можно было наблюдать на БСА ФИАН. Наблюдения проводились на частоте 111 МГц в полосе 600 кГц.

Ряд источников выборки наблюдался методом межпланетных мерцаний на БСА ранее. Таких источников оказалось 16. Новых наблюдений этих источников не проводилось, но в ходе дальнейшего анализа использовались данные по всем источникам.

В качестве примера источника выборки приведем OQ 172 (B1442+101) Радиоисточник OQ 172 — это один из самых далеких квазаров в наблюдавшейся нами выборке источников. Его красное смещение  $z = 3.54$ . На карте с высоким угловым разрешением ( $\sim 0.004''$ ) он представляет собой эллипсоидную структуру вытянутую с севера на юг. Ожидается, что ядро OQ 172 располагается в его северной более яркой части. К сожалению, эта единственная карта со столь высоким разрешением, и мы не можем ничего сказать о форме источника на других частотах. Однако сравнение наблюдений, сделанных на частоте 1.66 ГГц с угловыми разрешениями  $0.004''$  и  $0.3''$  (Dallacasa et al., 1995; Spencer et al., 1989) показывает, что 97% энергии источника излучается из области с угловыми размерами  $\sim 0.01''$ . Таким образом гало у квазара OQ 172 на частоте 1.66 ГГц либо слабое, либо отсутствует вовсе.

Наблюдения OQ 172 проводились в течении шести дней. Слабые мерцания, флуктуации плотности которых были меньше шумов системы, регистрировались в течении трех дней. Их средняя величина составила 0.26 Ян. Индекс мерцаний может меняться день ото дня в 1.5-2 раза и, следовательно, мы могли не зарегистрировать слабые мерцания от источника в другие три дня. Предполагая, что индекс мерцаний менялся в 2 раза, можно сделать общее усреднение, включая дни, в которые источник не был зарегистрирован. Таким образом, учитывая угловые размеры источника  $\sim 0.01''$  и его элонгацию ( $\sim 60^\circ$  во все дни), мы получили оценку плотности потока мерцающей компоненты  $S_{sc} = 0.35$  Ян. Верхняя оценка интегральной плотности потока OQ 172  $S_{int} \leq 1$  Ян. Так как эффект путаницы немерцающих источников на БСА  $\sim 1$  Ян (Дагкесаманский, 1969), то мы не можем дать лучшую оценку.

Приведем также интересный случай нестандартного анализа наблюдений радиоисточника OS 300. Для источника B1600+335 (OS 300) имеется 13 индивидуальных записей. Его наблю-

дения проходили в ноябре 2000г, октябре и ноябре 2001г. Элонгации источника менялись от  $53^\circ$  и до  $61^\circ$ . В ноябре 2000г в записи виден сильный мерцающий источник, флуктуации плотности потока которого падали от 1.45 Ян до 0.18 Ян за 6 дней наблюдений. При уменьшении флуктуаций плотности потока в направлении источника начинает проявляться немерцающий источник с плотностью потока около 3 Ян. Этот немерцающий источник наблюдался также и в 2001 году. Ниже исследуемого источника в наших записях виден также сильный источник 3С 329. Т.к. нет возможности наблюдать исследуемый источник на оптимальных элонгациях, а факт регистрации мерцаний неоспорим, то наиболее вероятным объяснением наблюдавшегося феномена является прохождение ударной волны от Солнца. Подробное исследование вспышки, которая, как мы предполагаем, была в начале ноября 2000г, выходит за рамки данной работы, и поэтому далее не рассматривается. Погрешности оценки плотности потока для этого источника оцениваются в 50%.

Результаты наблюдений приведены в Приложении А.

#### **2.1.4 Источники излучение которых доминирует центральной компонентой**

Интерес к выборке источников вызван тем, что у них заведомо известны сильные компактные компоненты на высоких частотах. Большая плотность потока на высоких частотах предполагает, что и на низких частотах есть вероятность обнаружить исследуемые источники. Следовательно будет возможность построить спектры компактных компонент источников от высоких до низких частот.

Для исследований было отобрано 89 источников полной выборки, опубликованной в Murphy et al., (1993). Исходные источники имели крутые спектры, положительные склонения, плотность потока из компактной компоненты больше 1 Ян на 5 ГГц и являлись внегалактическими ( $|b| \geq 15^\circ$ ). Всего в выборке 70 квазаров и 19 лацертид. Все источники имеют наблюдения с высоким угловым разрешением на частотах выше 1.4 ГГц. В то же время на низких частотах таких наблюдений нет.

Т.к. выборка источников большая, не было возможности наблюдать каждый источник на идеальных элонгациях (около  $25^\circ$ ). В случае идеальной элонгации поправки за элонгацию минимальны, что для очень компактных источников позволяет минимизировать поправочные коэффициенты за элонгацию (Magians, 1975). Источники наблюдались в ходе двухнедельных сессий. При этом проводилась предварительная оценка всех возможных элонгаций наблюдаемых источников, и в ходе сессии источник включался в текущий план наблюдений на дни, когда его

элонгация была максимально близкой к идеальной. Во-время наблюдений была сложная помеховая обстановка. Поэтому отдельные источники имели до 20 индивидуальных наблюдений. Наблюдения проводились до тех пор, пока мы не получали по крайней мере 2-3 записи хорошего качества. Именно по этим дням делались оценки плотностей потока мерцающих источников. Наблюдения проводились на частоте 111 МГц в полосе 600 кГц.

Ряд источников был исключен из первоначального списка, т.к. они имели склонения больше  $70^\circ$  и наилучшие элонгации для этих источников превышали  $100^\circ$ . Из списка наблюдаемых источников были исключены: B0454+844, B0615+820, B0836+710, B1150+812, B1803+784, B2007+777.

Ряд источников в выборке принадлежит CSS и GPS источникам. Это источники: B0319+121 (OE 131), B0457+024, B0711+356, B1117+146, B1404+286, B1442+101 (OQ 172), B1828+487 (3C 380), B2134+004, B2230+114 (СТА 102), B2247+140. Новые наблюдения этих источников не проводились.

В ходе наблюдений имелась также возможность оценить пиковые плотности потоков источников. Исследуемые источники очень компактные, поэтому пиковые оценки должны совпадать с интегральными оценками плотности потока. Эти оценки могут представлять самостоятельный интерес, т.к. ранее на частоте 111 МГц для исследуемых источников не приводились. К сожалению, сложная помеховая обстановка во время наблюдений приводила к тому, что в оригинальных записях часто наблюдался уход нулевого уровня. Это приводило к тому, что невозможно было сделать корректное вычитание фона. И, следовательно, нельзя сделать последующие оценки плотности потока. В тоже время, при обработке мерцаний источников, уходы нулевого уровня не имеют значения (см. методику для обработки мерцающих источников Глава 1). Поэтому были сделаны оценки плотности потока для всех источников, для которых это было возможно сделать и плотность потока которых превышала 3 Ян (в три раза выше уровня путаницы для протяженных источников).

На рис.2.1 представлен источник с самыми слабыми мерцаниями наблюдавшимися в выборке источников излучение которых доминирует центральной компонентой. Его флуктуации плотности потока 0.11 Ян при шумовой дорожке 0.09 Ян. Т.е. сигнал шум в исходной записи единица. После обработки сигнала описанной в параграфе 1 первой главы отношение сигнал к шуму выросло до 23.

Результаты наблюдений приведены в Приложении А.

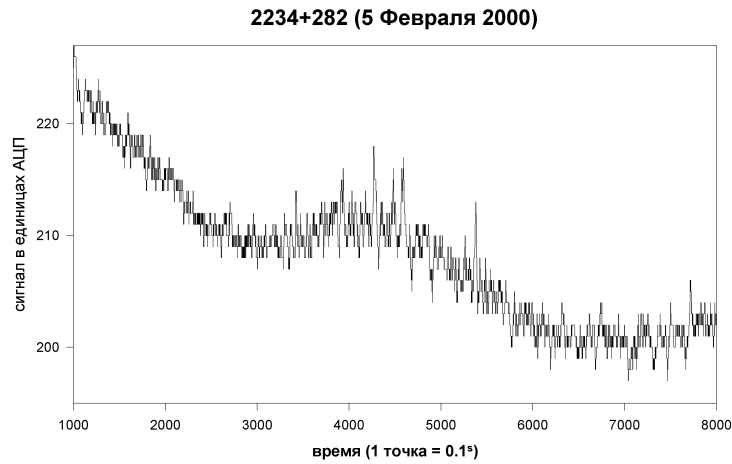


Рис. 2.1: Источник В2234+282. Центр источника в середине записи. Видны мерцания, которые спадают слева и справа от источника прорисовывая диаграмму направленности антенны. Рисунок взят из работы Тюльбашев (2009в).

### 2.1.5 Источники с плоскими спектрами

Систематический поиск компактных структур (с размерами  $0.09-0.3''$ ) в большой выборке источников с плоскими спектрами был выполнен Augusto et al., (1998). Всего в исходной выборке было 1665 сильных источников с плоскими спектрами. Из этих источников были отобраны 55 источников у которых плотность потока превышала 100 мЯн на частоте 8.4 ГГц, спектральный индекс  $\alpha_{4.8}^{1.4} < 0.5$ . Все источники имеют MERLIN наблюдения на 5 ГГц, часть из них имеет VLBA наблюдения на 5 ГГц и часть MERLIN наблюдения на 22 ГГц.

Как отмечено в работе Augusto et al., (1998) большая часть источников вообще не имеет наблюдений на частотах ниже 300 МГц, что делает наблюдения методом межпланетных мерцаний в метровом диапазоне длин волн уникальными.

Наблюдения проводились на антенне БСА ФИАН на частоте 111 МГц. Полоса приема была 600 кГц. В течении 2001-2002гг было проведено 137 сессий наблюдений длительностью от 5 до 11 часов (всего около 1100 часов наблюдательного времени). Для каждого исследуемого источника есть от 5 до 25 оригинальных записей. Из них окончательно выбирались лучшие по качеству записи и проводилась их обработка.

Из 55 источников, пять источников (В0205+722, В0352+825, В0817+710, В0916+718, В1241+735) не наблюдались в силу их больших элонгаций (больше  $70^\circ$ ). Оценки плотности

потока еще двух источников (B0905+420 и B1003+174) не удалось получить из-за эффекта путаницы. В диаграмму направленности БСА ФИАН попали близкие сильные РСДБ источники (B0904+417 и B1004+178), мерцания которых не позволили сделать необходимых оценок.

Как уже говорилось в первой главе, для получения оценки (или верхней оценки) плотности потока компактного радиоисточника необходимо знать его точные угловые размеры. Для многих из исследуемых источников с плоскими спектрами есть лишь единичные наблюдения источников с высоким угловым разрешением. 17 источников выборки имеют либо верхнюю оценку углового размера компактной компоненты либо известно, что у источника несколько компактных компонент, спектр которых неизвестен. Это приводит к неточной оценке плотности потока мерцающего источника. Возьмем, например, источник B1058+245. Он имеет три компактные компоненты (Augusto et al., 1998). Две северо-восточные компоненты имеют угловые размеры  $0.062 \times 0.022''$  (А) и  $0.103 \times 0.053''$  (В). Они разделены расстоянием  $0.047''$ . Юго-западная деталь имеет размеры  $0.314 \times 0.094''$  (С) и находится на расстоянии  $0.8''$  от компонент А и В. Спектры отдельных компонент неизвестны. Следовательно, если в спектрах индивидуальных компонент не наблюдается завала, то будет приниматься мерцания сразу ото всех компонент, если есть завалы спектра в отдельных компонентах, то вклад в мерцания будет иным. Для источника B1058+245 информации о спектрах индивидуальных компонент не имеется. Если на частоте 111 МГц основной вклад в мерцания определяется самой маленькой деталью (А), то наша оценка будет  $S_c < 0.27$  Ян, а если самой большой деталью (С), то  $S_c < 0.5$  Ян. В Приложение А с оценками плотности потока вносились наиболее консервативные оценки.

Приведем также пример анализа источника B0821+394, имеющего VLA, MERLIN и VSOP наблюдения. Красное смещение источника  $z = 1.216$  (Wills and Wills 1976; Augusto et al., 1998) Источник выглядит как ядро + односторонний джет. Ранее с высоким угловым разрешением источник наблюдался на частоте 1.6 ГГц (MERLIN), 8.4 ГГц (VLA в А конфигурации), 5 ГГц (VSOP) (Patnaik et al., 1992; Browne et al., 1998; Wilkinson et al., 1998; Myers et al., 2003; Fomalont et al., 2000; Fey and Charlott 2000; Thakkar et al., 1995; Xu et al., 1995). Анализ этих работ позволяет утверждать, что в источнике 3 главные компоненты: а) северо-западное горячее пятно с угловыми размерами  $11 \times 9$  мсек, находящееся в  $\sim 250$  мсек от ядра; б) ядро, имеющее размеры  $< 0.3 \times < 0.5$  мсек; в) пятно на юго-востоке (по-видимому, начало джета) с угловыми размерами  $2 \times < 0.7$  мсек и находящееся в 13 мсек от ядра. Т.к. все компоненты лежат внутри кружка с размерами около четверти секунды, то излучение всех компонент должно когерентно складываться, при наблюдении методом межпланетных мерцаний. В тоже время спектр отдельных компонент источника (см. Tyul'bashev and Augusto, 2005) показывает, что ядро имеет пик спектра на гигагерцах, а горячее пятно и пятно рядом с ядром имеют растущие потоки к

низким частотам. Следовательно именно они и определяют основные вклады в плотность потока на частоте 111 МГц.

Наши наблюдения В0821+394 проведены в течении 6 сессий в ходе которых элонгация была от  $34^\circ$  до  $46^\circ$ . Оценка флуктуаций плотности потока существенно менялась от сессии к сессии, что привело к большим (25%) погрешностям оценки  $S_c$ .

### 2.1.6 Компактные симметричные источники

Компактные симметричные источники или CSO источники — характеризуются несколькими особенностями. Это излучение сравнимой (отличающейся меньше, чем на порядок) плотности потока в компонентах находящиеся по разные стороны от ядра, низкая переменность, малый кинематический возраст источника, линейный размер источника меньше 1 кпк (Wilkinson et al., 1994; Readhead et al., 1996a).

Наблюдения CSO источников с высоким угловым разрешением проводятся, в основном, в сантиметровом и дециметровом диапазоне длин волн, тогда как в метровом диапазоне таких наблюдений практически нет. Поэтому нами была предпринята попытка провести такие наблюдения.

За основу наблюдений были взята наиболее полная на настоящий момент выборка CSO и кандидатов в CSO источников. В ней содержится 52 источника (Peck and Taylor, 2000). По возможности были проведены наблюдения всех источников, которые можно было наблюдать на БСА ФИАН. Наблюдения проводились на частоте 111 МГц. Полоса приема была 600 кГц.

Тринадцать источников выборки наблюдался методом межпланетных мерцаний на БСА ФИАН ранее (В0108+388, В0646+600, В0710+439, В1031+567, В1225+368, В1355+441, В1358+624, В1543+005, В1648+015, В1732+094, В1843+356, В2021+614, В2352+495). Информация по ним включена в Приложение А.

Для 5 источников наблюдения не проводились, т.к. элонгации во время наблюдений превышали  $100^\circ$ . Это источники В0404+768, В0950+748, В1104+728, В1826+796, В1946+708.

В качестве примера анализа рассмотрим источник В1225+368 (ON+343). Радиоисточник ON+343 является квазаром с красным смещением  $z = 1.974$ . Его наблюдения с высоким угловым разрешением не многочисленны (Dallacasa, 1993; Dallacasa et al., 1995; Hodges et al., 1984; Kulkarni and Romney 1990). На РСДБ картах он представляет собой джетоподобную структуру простирающуюся с востока на запад и имеющую угловые размеры  $0.035'' \times 0.01''$ . На западе видно относительно слабое пятно, имеющее угловые размеры  $0.01'' \times 0.01''$  (на 1.6 ГГц). В работе Dallacasa (1993) источник разрешен на 8 компонент с типичным размером компоненты  $\sim 0.003''$ .



В наших наблюдениях методом межпланетных мерцаний невозможно разделить отдельные мерцания всех этих компонент в силу их близости. Мерцания будут складываться когерентно. В силу общего малого углового размера мы должны наблюдать одиночный мерцающий источник.

Наши наблюдения проходили в течение четырех дней на элонгациях  $\sim 36^\circ$ . Были обнаружены слабые мерцания на прямом восхождении  $\alpha = 12^h 24^m 40^s$ , тогда как прямое восхождение исследуемого источника  $\alpha = 12^h 25^m 30^s$ . Мы полагаем, что зарегистрировали мерцания ON+343, т.к. ошибка на минуту в прямом восхождении при диаграмме в 7 минут допустима для слабых источников.

Данные наблюдений CSO источников помещены в Приложение А.

### 2.1.7 Гигантские радиогалактики

Радиогалактики - самые протяженные объекты Вселенной — интенсивно исследуются на всех угловых масштабах от градусов до миллисекунд дуги. Крупномасштабные карты дают информацию о поведении радиоджетов и протяженных радиооблаков, размеры которых достигают мегапарсеков, а РСДБ наблюдения позволяют заглянуть вглубь галактического ядра, активность которого и порождает само явление радиогалактики. В настоящее время практически все наблюдения этих объектов проводятся на сантиметровых и дециметровых волнах при явном дефиците наблюдений в метровом диапазоне длин волн. Наблюдения на БСА ФИАН дают нам возможность оценить как компактную так и протяженную компоненту радиоисточников.

Перед проведением наблюдений нами была сформирована выборка близких радиогалактик, имеющих красное смещение  $z \sim 0.1$ . Были отобраны наиболее сильные радиоисточники (Jagers, 1986; Jagers, 1987), где приведены их карты на частотах 0.6 и 1.4 ГГц и для которых имелись наблюдения на высоких частотах с высоким угловым разрешением. Мы также включили в список гигантские радиогалактики 3C 31, 3C 326, NGC 315, 4C 31.32 и 4C 47.51, угловые размеры которых превышают  $5'$  (Capetti et al., 1995; Willis and Strom, 1978; Robertson, 1984) и у которых имелись карты с угловым разрешением лучше  $1'$ .

Наблюдения выполнены на радиотелескопе БСА ФИАН на частоте 102 МГц с полосой 600 кГц. Для трех источников (3C 31, 3C 219, NGC 315) наблюдения проводились в площадке имеющей размеры около  $1^h$  по прямому восхождению и  $2^\circ$  по склонению. Это позволило интегрировать изофоты и дать корректную оценку интегральной плотности потока. Заметим, что обзор больших площадок на небе требует большого наблюдательного времени, что не всегда возможно для весьма загруженной антенны БСА ФИАН. Оставшиеся источники наблюдались в предположении, что они являются точечными для диаграммы БСА ФИАН. Строго говоря

для них мы имеем оценку пиковой плотности потока.

Для ряда источников требуются небольшие комментарии. Они приведены ниже.

Мерцающий источник, обнаруженный в радиогалактике NGC 326, имеет координаты  $\alpha_{1950} = 0^h 54^m 39^s$  и  $\delta_{1950} = 26^\circ 41'$ . Хотя это не совпадает с ядром радиогалактики, но, учитывая большую погрешность наших измерений координат мерцающих источников ( $\pm 10'$ ), он все же может принадлежать ядру галактики.

Мерцания радиоисточника 3C 111 зарегистрированы надежно. Однако, в этой радиогалактике кроме компактного радиоисточника в ядре галактики существует еще один компактный источник, находящийся в восточном радиооблаке, на расстоянии двух минут от ядра. Диаграмма радиотелескопа БСА ФИАН значительно шире двух минут и мы принимаем сумму мерцаний двух компактных источников. Разделить эти мерцания невозможно. Поэтому мы принимаем измеренную величину  $S_c$  как верхнюю оценку плотности потока компактного источника в ядре 3C 111.

Интегральную плотность потока 4C 48.49 невозможно измерить из-за сильного искажающего влияния соседних радиоисточников.

Расстояние между радиогалактиками IC 708 и IC 711 меньше размеров диаграммы направленности БСА ФИАН и мы принимаем суммарное излучение двух объектов  $S = 3 \pm 1$  Ян.

В радиогалактиках 3C 452 и 3C 465 мерцающих источников не обнаружено. Но эти радиоисточники настолько сильны, что шумовая дорожка при записи уширяется за счет эффекта насыщения. В Приложении А приведены верхние оценки плотностей потоков компактных радиоисточников в ядрах галактик с учетом уширения шумовой дорожки за счет эффекта насыщения.

Приведем также подробный анализ наблюдений источника 3C 31. Радиоисточник 3C 31 является протяженной радиогалактикой сравнительно низкой радиосветимости ( $P_{178MHz} = 10^{24}$  Вт/Гц $\times$  стер), у которой наблюдаются два радиовыброса в противоположных направлениях общей протяженности до 40 угловых минут, что соответствует линейному размеру  $\sim 1$  Мпк (Burch, 1977). Ее родительская галактика NGC 383, имеющая красное смещение  $z = 0.0169$  (Humason et al., 1956), является доминирующей в цепочке галактик Arp 331 (Arp, 1966). Эта цепочка окружена слабым оптическим гало (Arp and Bertola, 1971) и составляет часть очень большой группы галактик, простирающейся на  $\sim 9^\circ$  от NGC 383 до скопления галактик A 262, среднее красное смещение которого почти такое же как у NGC 383 (Moss and Dickens, 1977). Рядом с линзовидной галактикой NGC 383 расположен ее компаньон — эллиптическая галактика NGC 382.

Первые карты 3С 31 были получены в работах Parker and Kenderdine (1967), Macdonald et al. (1968). Однако они были ограничены угловым масштабом  $\sim 10'$ . Детальные карты 3С 31 приведены в Burch (1977) на частотах 0.4, 1.4, 2.7, 5.0, и 15 ГГц. На этих картах четко видны северный и южный радиовыбросы, выходящие из NGC 383 и расширяющиеся по мере удаления от нее, а также центральный компактный радиоисточник в ядре родительской галактики. Поляризационные наблюдения 3С 31 выполненные на частотах 1.4 и 2.7 ГГц (Burch, 1979) показали, что магнитное поле внутри радиовыбросов ориентировано в направлении перпендикулярном направлению самих радиовыбросов. Аналогичные исследования были проведены на стометровом Бонском радиотелескопе на частотах 2.7, 4.8 и 10.7 ГГц (Klein and Wielebinsky, 1979), а также в Вестерборке на частотах 0.6, 1.4 и 5 ГГц (van Breugel, 1982) и 0.6 и 1.4 ГГц (Strom et al., 1983). Результаты этих исследований хорошо согласуются с наблюдениями Burch (1979). Наблюдения с высоким разрешением, выполненные на VLA на частотах 1480 и 4885 МГц (Fomalont et al., 1980), показали, что радиовыбросы "вытекают" из ядра родительской галактики. В этой работе приведены самые детальные распределения яркости и ориентации магнитного поля в радиовыбросах.

Радиоизлучение центрального компактного источника, локализованного в ядре NGC 383, имеет приблизительно плоский спектр. По измерениям Burch (1977) плотности потоков центральной компоненты равны  $S_{2.7GHz} = 0.12$  Ян,  $S_{5GHz} = 0.12$  Ян и  $S_{15GHz} = 0.08$  Ян с разрешением соответственно  $3.7''$ ,  $2''$  и  $0.65''$ . Интерферометрические наблюдения с разрешением  $0.1''$  на частоте 1666 МГц дали верхнюю оценку плотности потока компактного радиоисточника  $S < 0.1$  Ян (Bentley et al., 1975). Наблюдения на интерферометре со сверхдлинной базой на частоте 5 ГГц с разрешением  $6 \times 2$  мсек дуги показали, что компактный радиоисточник в ядре галактики имеет плотность потока  $0.115$  Ян (Giovannini et al., 1990), то есть практически все радиоизлучение ядра на секундном масштабе обусловлено миллисекундной компонентой.

Таким образом, радиогалактика 3С 31 была довольно хорошо исследована на сантиметровых и дециметровых волнах. Наблюдения в метровом диапазоне длин волн отсутствовали.

Наблюдения выполнены в 1990 и 1992 г. на антенне БСА ФИАН. На рис.2.2 приведены радиоизофоты области неба в направлении на 3С 31, полученные с разрешением  $49' \times 28'$  на частоте 102 МГц. Диаграмма антенны БСА ФИАН очень широкая и поэтому деталей распределения яркости по источнику мы не видим. Однако, несмотря на это, из рисунка видно, что изофоты 3С 31 несколько вытянуты в направлении Север-Юг, что соответствует ориентации радиовыбросов вблизи галактики, а также наблюдаются явные вытянутости изофот в северо-западном и юго-западном направлении. Интегрированием изофот получена оценка интегральной плотности потока радиогалактики  $S = 72 \pm 15$  Ян.

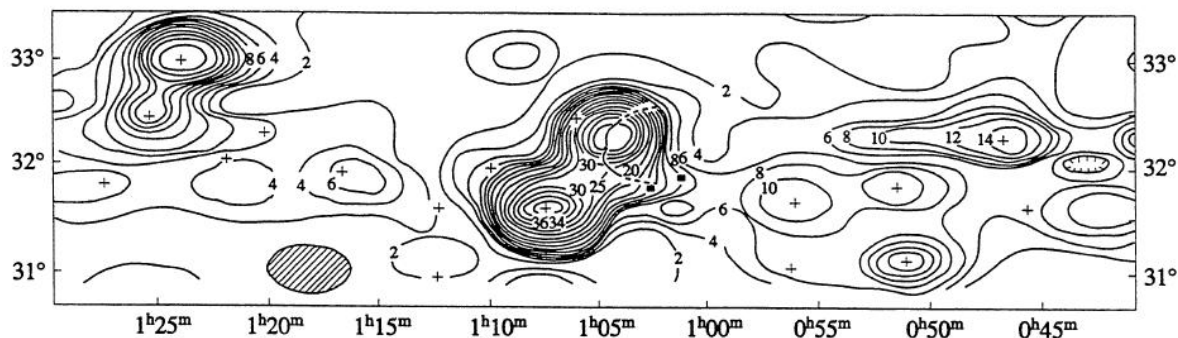


Рис. 2.2: Изофоты гигантской радиогалактики 3С 31 приведены с шагом 2 Ян до уровня 20 Ян. После уровня 20 Ян шаг изофот 5 Ян. Положения наблюдаемых мерцающих источников обозначены крестиками. Закрашенными квадратами показаны источники Болонского каталога. Диаграмма БСА ФИАН обозначена заштрихованным эллипсом. Рисунок взят из работы Артюх и др. (19946).

Крестиками на рис.2.2 обозначены положения компактных (мерцающих) радиоисточников, угловые размеры которых  $< 1''$ . Размеры крестиков соответствуют погрешности измерений координат мерцающих источников. Мерцаний очень компактного радиоисточника в ядре родительской галактики не обнаружено. Мерцающий источник, расположенный на  $\sim 0.5^\circ$  северо-восточнее центра радиогалактики, на наш взгляд ей не принадлежит.

Отсутствие мерцаний позволяет сделать верхнюю оценку плотности потока компактного радиоисточника в центре 3С 31 по измерениям среднеквадратической величины шумов, наблюдаемых в направлении источника (см. Приложение А).

Многочастотные наблюдения (Burch, 1977) показали, что чем ниже частота наблюдений, тем длиннее радиовыбросы, то есть тем дальше от родительской галактики можно наблюдать их излучение. Кроме того, направление радиовыбросов меняется с удалением от центра галактики. Из ядра NGC 383 радиоджеты выходят приблизительно в северном и южном направлениях, через  $1'$  они поворачивают на восток, а на расстоянии  $6' - 8'$  от центра меняют свое направление на северо-запад и юго-запад. Это очень хорошо видно на самой низкочастотной карте на частоте 408 МГц (Burch, 1977). На частоте 102 МГц также видны вытянутости изофот 3С 31 в северо-западном и юго-западном направлениях рис.2.2. Мы полагаем, что эти искажения изофот могут быть вызваны радиовыбросами, которые на метровых волнах видны на более далеких расстояниях от центра, чем на дециметровых волнах. На рис.2.2 сплошной линией нанесены оси радиовыбросов, наблюдаемых на частоте 408 МГц (Burch, 1977), а штриховыми линиями возможные продолжения радиовыбросов, которые могли бы объяснить наблюдаемые

вытянутости изофот на частоте 102 МГц. Точкой на рис.2.2 обозначено положение NGC 383. На южном продолжении находятся источники Болонского каталога. Но их ожидаемая плотность потока на частоту наблюдений 102 МГц слишком мала для того, чтобы объяснить эту вытянутость.

В пользу нашего предположения, что вид изофот на рис.2.2 объясняется радиовыбросами из ЗС 31 говорит и то обстоятельство, что спектральный индекс отдельных частей радиовыбросов увеличивается по мере удаления от центра галактики и на концах выброса достигает величины  $\sim 1.5$  (Burch, 1977). По-видимому, на метровых волнах основной вклад в интегральный поток вносят далекие части радиовыбросов. Отсутствие далеких частей радиовыбросов на синтезированных картах дециметрового диапазона возможно вызвано не только спадением яркости выбросов к концу, но и их уширением по мере удаления от центра галактики. Широкие части радиовыбросов интерферометры просто отфильтровывают, в то время как полномощностная антенна БСА ФИАН суммирует все излучение.

Наблюдаемую форму изофот ЗС 31 (рис.2.2) можно объяснить, если длина каждого из радиовыбросов составляет  $30' - 35'$ , то есть почти в два раза больше, чем наблюдается на частоте 408 МГц. Соответственно линейный размер радиогалактики будет  $1.5 - 2$  Мпк, то есть ЗС 31 становится одной из самых протяженных радиогалактик на небе.

Приблизительно через 15 лет протяженная структура в направлении ЗС 31 размером  $\simeq 1^\circ$  была обнаружена также в ходе обработки поляризационных данных каталога NVSS (Rudnick and Brown, 2009).

Данные по наблюдениям протяженных радиогалактик в Приложении А.

### 2.1.8 Источники со вспышкой звездообразования

Длинноволновое инфракрасное излучение галактик ( $\lambda > 25$  мк) обусловлено наличием в них пыли, которая поглощает оптическое и ультрафиолетовое излучение, нагревается и затем переизлучает поглощенную энергию в далеком инфракрасном диапазоне (FIR). Избыток (по сравнению с нормальными галактиками) излучения в FIR может быть вызван как вспышкой звездообразования в галактике, так и наличием в ней активного ядра. Не исключено, что в некоторых галактиках действуют оба механизма. Вспышка звездообразования может занимать большие ( $> 1$  кпк) объемы галактики и давать протяженные источники ИК-излучения, тогда как основное энерговыделение галактического ядра сосредоточена в очень компактной области ( $< 1$  пк).

Особый интерес представляют галактики сверхвысокой светимости в далекой инфракрасной области ( $10^{11} - 10^{13} L_\odot$ ), которые ниже будем называть FIR-галактиками. Практически всю

энергию они излучают в длинноволновом ИК диапазоне. Такую картину могли бы дать галактики с квазароподобными ядрами, закрытыми от наблюдателя пылевыми экранами. Тесная корреляция между интегральными радио и ИК-светимостями таких галактик (Helou et al., 1985) говорит о генетической связи источников излучения в этих спектральных областях.

Радионаблюдения FIR-галактик на 8.44 ГГц (Condon et al., 1991) показали, что многие из них содержат компактные радиоисточники размером не более  $0.2''$ , однако они в большинстве случаев разрешаемы и, по-видимому, связаны с ультракомпактными областями интенсивного звездообразования, а не с активным ядром (хотя оптические наблюдения часто показывают наличие сейфертоподобных ядер в FIR-галактиках). Вероятнее всего, и инфракрасное, и радиоизлучение этих объектов обусловлено мощной вспышкой звездообразования в центральной области. Из радионаблюдений южных FIR-галактик высокой светимости также был сделан вывод, что часть из них энергетически подпитывается не активным ядром, а другим источником, возможно, связанным со вспышкой звездообразования (Norris et al., 1990).

Хотя наблюдения FIR-галактик с более высоким разрешением (на VLBI) позволили обнаружить в них компактные радиоисточники с высокой яркостной температурой, возможно, связанные с активностью галактических ядер (Lonsdale et al., 1993), однако радиосветимость этих радиокомпонент сравнительно низка и не коррелирует с инфракрасной светимостью галактик, что ставит под сомнение их роль в объяснении последней.

Заметим, что в цитированных выше работах наблюдения были выполнены в сантиметровом и дециметровом диапазонах волн. В то же время исследования сейфертовских галактик на метровых волнах показали, что компактные радиоисточники в ядрах спиральных галактик имеют крутые спектры  $\alpha > 0.7$ . (Артюх и Ветухновская, 1983). Эта же особенность наблюдается и у галактик со слабоактивными ядрами (Артюх и Оганнисян, 1991). Поэтому метровый диапазон радиоволн является предпочтительным для поиска радиоизлучения компактных радиоисточников методом межпланетных мерцаний. Компактный (мерцающий) радиоисточник может быть связан как с АЯГ, так и с компактной областью вспышки звездообразования (в принципе, они могут присутствовать одновременно). Однако окончательный вывод о природе активности FIR-галактик может быть сделан лишь на основании наблюдений во всех диапазонах: радио, оптике, рентгене.

Цель исследования — это поиск среди FIR-галактик компактных радиоисточников и выяснения особенностей их радиоспектров, которые могут быть связаны с существованием плотной межзвездной среды в областях активного звездообразования.

Наблюдения проводились в 1993 и 1994 гг. на антенне БСА ФИАН. Полоса приема 600 кГц

в начале 1993 г. и 200 кГц с середины 1993 г на частоте 102 МГц.

Для наблюдений были выбраны FIR-галактики, приведенные в работе Condon et al. (1991), для которых ожидаемые (экстраполированные) плотности потока центральных компактных радиоисточников на частоте 102 МГц близки или выше флуктуационной чувствительности радиотелескопа БСА ФИАН. Ожидаемые плотности потока были вычислены, исходя из измерений на частотах 1.49 и 8.44 ГГц для центральных областей галактик (Condon et al., 1991), в предположении, что спектры радиоисточников степенные. Угловые размеры компактных радиоисточников, по данным той же работы, имеют типичные значения  $0.1'' - 0.2''$ . Радиоисточники с такими угловыми размерами должны хорошо мерцать на неоднородностях межпланетной плазмы.

В дополнение к указанным источникам были добавлены несколько оптически ярких спиральных галактик из каталога Караченцева, входящих в состав пар E + S, и отличающихся высоким отношением потоков в области FIR к потоку в линии HI по работе Zasov and Sulentic (1994).

В список также была включена галактика NGC 3628, которая считается галактикой со вспышкой звездообразования (Condon et al., 1982).

Некоторые из рассматривавшихся галактик например (NGC 7469, NGC 5256, NGC 6240 и ряд других) обладают сейфертовскими ядрами по данным оптических наблюдений.

Из наблюдавшихся 29 галактик компактный мерцающий радиоисточник обнаружен только у IRAS 1056+24.

Плотность потока радиоисточника в ядре IRAS 1056+24 на частоте 8.44 ГГц составляет  $S_{8.4} = 6$  мЯн, а угловой размер  $0.2'' \times 0.1''$  (Condon et al., 1991). Если на частоте 102 МГц мерцает именно этот источник, то его плотность потока равна  $S_{0.1} = 0.4$  Ян. Отсюда спектральный индекс компактного источника в диапазоне 0.1 - 8.4 ГГц равен  $\alpha = 1$ . Как отмечалось выше, источники такого типа встречаются в ядрах сейфертовских галактик и, следовательно, допустимо предположение о том, что IRAS 1056+24 является галактикой с активным ядром, наблюдаемым как точечный радиоисточник в метровом диапазоне. К сожалению, очень широкая диаграмма направленности БСА ФИАН не позволяет нам с уверенностью говорить о принадлежности мерцающего источника к данной галактике. Действительно, как показано в работе Артюх и Оганнисян (1988a), на один квадратный градус в среднем приходится один мерцающий источник с плотностью потока  $S > 0.5$  Ян на частоте 102 МГц. Погрешность измерения координат слабых мерцающих источников ( $S > 0.5$  Ян) на антенне БСА ФИАН составляет  $15' \times 10'$ . При наблюдении 29 галактик суммарная площадка ошибки равна  $29 \times (15' \times 10') = 4350$  кв.минут,

то есть близка к квадратному градусу и, следовательно, весьма вероятно, что по крайней мере в одном случае мы видим мерцающий источник поля. Поэтому нельзя исключить, что совпадение мерцающего источника с галактикой IRAS 1056+24 может быть случайным. Для принятия окончательного решения необходимо уточнить координаты мерцающего радиоисточника.

Результаты наблюдений приведены в Приложении А. Отметим, что приведены значения верхних оценок плотности потока, но ни приведены оценки флуктуаций плотности потока. При принятом значении угловых размеров АЯГ в  $0.1''$  и при условии наблюдения на идеальных элонгациях оценки флуктуаций плотности потока и плотности потока компактного радиоисточника практически совпадают.

## 2.2 Обсуждение результатов. Выводы

В силу специфики метода межпланетных мерцаний и сложной помеховой обстановки (во время большей части проведенных наблюдений) приходится проводить многократные наблюдения компактных источников. Для обработки выбирались наилучшие записи. Оставшиеся записи использовались для контроля. Всего затрачено порядка 3000-4000 часов наблюдательного времени радиотелескопа БСА ФИАН. Проведены наблюдения 338 источников.

Для подавляющей части источников оценки плотности потока или верхние оценки плотности потока компактных радиоисточников получены впервые на столь низких частотах.

В наблюдениях гигантских радиогалактик и инфракрасных галактик сверхвысокой светимости компактные компоненты практически не обнаруживаются.

Выборки CSS, GPS, CSO, Пирсона и Редхида, с излучением доминирующим ядром, с плоскими спектрами, выбирались в первую очередь из-за известных компактных компонент находящихся в них. В оригинальных выборках все эти источники являются наиболее известными по своим видимым свойствам. Имеют наибольшие интегральные потоки на частоте, где формировалась выборка, имеют плотность потока от компактных радиоисточников, которая составляет существенную долю от интегральной плотности потока. Плотность потока этих компактных компонент такова, что они должны были уверенно обнаруживаться в наших наблюдениях. Тем не менее, согласно Приложению А, мерцающие компоненты источников были обнаружены примерно в четверти всех наблюдавшихся источников. При этом доля энергии в компактных компонентах составляет меньшую часть интегральной плотности потока. Все это говорит о том, что в указанных выборках в спектрах компактных компонент должны наблюдаться завалы. Исследованию этих завалов в спектрах будет посвящена Глава 4 настоящей работы.



Как упоминалось выше (Артюх и Оганнисян, 1988а) плотность мерцающих источников (источники поля) при наблюдениях площадок на небе составляет примерно 1 источник на 1 кв.град. Следовательно, подавляющая часть доступных наблюдениям методом межпланетных мерцаний радиоисточников имеют природу отличную от природы источников в исследованных выборках. Природе этих источников поля и их космологической эволюции будет посвящена Глава 3 настоящей работы.

Согласно наблюдениям выборок источников в Главе 2 (см. Приложение А) плотность потока от протяженных компонент (гало) исследованных источников составляет большую часть интегральной плотности потока. Т.е. поиск гало лучше всего проводить на низких частотах. В ряде задач обнаружение и исследование гало представляет особый интерес. Исследованию гало в нескольких выборках посвящена Глава 5.

Таким образом, если методы обработки наблюдений мерцающих радиоисточников в Главе 1 дали основу для получения оценок плотностей потоков компактных радиоисточников, то наблюдения выборок источников в Главе 2 задали дальнейшую работу по выяснению свойств источников в выборках.

## Глава 3

# Обзор источников поля

К началу нового тысячелетия было известно уже около 30 обзоров радиисточников (Andernach, 1998), покрывающих все небо или значительную его часть. Каталоги, полученные по результатам обзоров, используют в том числе и для проведения подсчетов радиисточников при исследовании космологической эволюции радиисточников. Исследуют также и конкретные радиисточники для того, чтобы понять их природу. Например, исследование радиисточников известного 3С каталога (Edge et al., 1959) показало, что существует сильная эволюция светимости и/или пространственной плотности радиисточников (Ryle and Clarke, 1961; Longair, 1966). Источники, составляющие каталог, при оптическом отождествлении в основном оказались квазарами и радиогалактиками (Bennet, 1961). Очень глубокий обзор Windhorst et al. (1984a) показал, что большую часть слабых объектов начинают составлять голубые галактики (Windhorst et al., 1984b).

Обзор источников неба, сделанный методом межпланетных мерцаний имеет принципиальные отличия от классических обзоров. Из всех источников на небе выбираются лишь те, которые имеют активные ядра, то есть компактные  $< 1''$  компоненты. Таким образом, наблюдения мерцаний источников — это фильтрация, выделяющая из многообразия источников на небе АЯГ. До настоящего времени было сделано всего лишь два подобных обзора. В обзоре на 81.5 МГц (Readhead and Hewish, 1974) сделанным методом межпланетных мерцаний, проводились наблюдения источников из 4С обзора (Pilkington and Scott, 1965; Gower et al., 1967). В обзоре мерцающих радиисточников на 327 МГц (Balasubramanian et al., 1993) такие наблюдения были сделаны для известных источников, имеющих плотность потока 1.5 Ян на близкой к 327 МГц частоте. Т.о., оба обзора не могут считаться самостоятельными. При их проведении проверялось существование компактных компонент уже известных в других каталогах радиисточников. Заметим также, что чувствительность антенны БСА ФИАН такова, что полнота

обзора приблизительно на порядок превосходит полноту ранних обзоров.

На практике радиоастрономические исследования источников можно разделить на три основных вида. Во-первых, проводятся индивидуальные исследования особенно интересных или типичных источников. Во-вторых, проводятся наблюдения выборок источников, отобранных по характерным радиоастрономическим признакам: источники с крутыми спектрами, плоскими спектрами или выраженным пиком в спектре; выборки источников полных до каких-либо потоков на какой-либо частоте; компактные источники и т.п.. В-третьих, выборка может быть построена по свойствам и признакам, определенным не радиоастрономическими наблюдениями. Например: наблюдения квазаров, лацертид, сейфертовских галактик (основа выборок — это оптические исследования); наблюдения рентгеновских, ИК, гамма-источников в радиодиапазоне и т.п..

Обзор мерцающих источников дает дополнительную уникальную возможность исследования свойств источников. До сих пор какие-либо исследования источников по сделанным обзорам касались всей выборки, а в наших исследованиях отобраны лишь компактные источники. Как уже упоминалось выше, оптические исследования очень слабых источников обзора Виндхорста привело к открытию класса голубых компактных галактик. Так как чувствительность радиотелескопа БСА ФИАН высокая, то можно ожидать появления новых результатов.

В основе данной главы лежат следующие публикации: Артюх и Тюльбашев (1996б); Тюльбашев (1997); Артюх и Тюльбашев (1998); Артюх и др. (1998а); Артюх и Тюльбашев (1998б); Тюльбашев и Малов (2000).

### 3.1 Наблюдения избранных площадок

Несмотря на то, что наблюдения методом межпланетных мерцаний насчитывают около 50 лет, до сих пор нет ни одного самостоятельного обзора всего неба. На наш взгляд связано это с тем, что такие наблюдения специфичны: разрабатывались в первую очередь для исследований солнечной активности, могут быть проведены лишь на ограниченных частотах (оптимально  $\sim 80 - 300$  МГц, т.е. в метровом диапазоне длин волн), должны проводиться многократно (т.к. из-за активности Солнца в несколько раз могут изменяться принимаемые флуктуации плотности потока день ото дня), имеют ограничения по местоположению источника на небе и по времени наблюдения (в течении года Солнце должно "подойти" к исследуемому источнику на вполне определенные угловые расстояния (оптимально  $20 - 40^\circ$  на частоте наблюдений антенны БСА ФИАН), для получения оценки плотности потока компактной компоненты нужно знать

ее точные угловые размеры, которые далеко не всегда известны (см. детали в Главе 1).

В ходе больших проектов возникает масса неучтенных факторов касающихся непосредственно наблюдений и обработки наблюдений. Поэтому прежде чем проводить обзор всего неба было бы хорошо провести наблюдения небольшой площадки и на ней полностью отладить методику обработки наблюдений.

Для наблюдений были выбраны площадки 7С-обзора (MacGilchrist et al., 1990), который проводился на частоте 151 МГц при помощи интерферометра с угловым разрешением  $70''$ . Полнота обзора согласно его авторам до  $\sim 200$  мЯн.

Центр первой площадки имеет координаты по прямому восхождению  $\alpha = 6^h 30^m$  и по склонению  $\delta = 45^\circ$ . Размер площадки приблизительно час по прямому восхождению и 10 градусов по склонению (т.е. общая площадь обзора около 150 кв.град.). Наблюдения проводились в 1993 и 1994 гг. Вторая площадка имеет центр по прямому восхождению  $\sim \alpha = 10^h 30^m$  и  $\delta = 41^\circ$ . Размер площадки час по прямому восхождению и 20 градусов по склонению (т.е. общая площадь около 300 кв.град.). Вторая площадка находится вблизи полюса Галактики, где температура галактического фона минимальна в частности она в два раза меньше, чем в направлении первой площадки. Поскольку на метровых волнах температура системы определяется в основном температурой галактического фона, то это означает, что чувствительность радиотелескопа в данном обзоре является максимальной. Кроме того, поскольку исследуемая площадка находится вблизи зенита, то эффективная площадь антенны БСА ФИАН близка к максимальной, а, следовательно, максимальной является и чувствительность радиотелескопа (приблизительно в 1.5 раза выше чувствительности обзора первой площадки). Наблюдения проводились в период 1993-1995 гг с небольшим перекрытием площадок 7С-обзора.

Наблюдения в обеих площадках были выполнены при солнечных элонгациях от  $22^\circ$  до  $40^\circ$ , где мерцания максимальны и, следовательно, максимальна чувствительность наблюдений. Частота наблюдений 102 МГц, полоса приема 600 кГц в 1993 г и 200 кГц с 1994 г. Полосу пришлось сузить в связи с помехами от новых коммерческих радиостанций. Минимальные регистрируемые флуктуации плотности потока составляют  $\sim 0.15$  Ян.

Результаты наблюдений помещены в Приложении А.2. В оригинальных статьях (Артюх и Тюльбашев, 1996б; Артюх и др., 1998а) содержится больше информации, касающейся наблюдаемых источников. Однако в настоящей работе эта информация не используется и поэтому опущена. Если в месте расположения мерцающего радиоисточника наблюдался значительный ( $> 3$  Ян) интегральный поток, то он также отмечен в Приложении А.2. Площадки, наблюдаемые на радиотелескопе БСА ФИАН, перекрывают с небольшим запасом по прямым восхождениям

и склонениям площадки 7С-обзора. Поэтому часть источников отождествлена с источниками 6С-обзора (см. базу данных NED или CATs и ссылки там же).

Многие источники не имеют однозначного отождествления. Для одного мерцающего источника может быть до шести кандидатов на отождествление. Есть также ряд источников, которые не отождествлены ни с какими источниками 6С и 7С каталогов. Т.к. чувствительность в этих каталогах сравнима или выше чувствительности наблюдений нашего обзора, то эти источники обязаны иметь кандидата на отождествление. Для таких источников был сделан специальный анализ, который отражен дальше в настоящей главе.

Ожидаемая точность измерения координат мерцающих источников была  $\pm 3^s$  по прямому восхождению и  $\pm 2'$  по склонению для мерцающих источников с отношением сигнал/шум  $> 3$ . Все расчеты делались для нормального шума (см. Главу 1 настоящей работы). К сожалению, в реальных наблюдениях к аппаратурным шумам добавляются помехи, ионосферные мерцания и нестабильности аппаратуры, которые, несмотря на тщательную фильтрацию, просачиваются и увеличивают шумы. Это приводит к ухудшению точности оценок координат и среднеквадратической величины мерцаний  $\Delta S$  по сравнению с теми, которые были получены нами в модельных расчетах. Полагая, что в 7С-каталоге приведены координаты с высокой точностью, были получены оценки реальной погрешности измерений координат по мерцающим источникам, отождествленным с источниками из 7С каталога. Точность измерений координат по прямому восхождению (при усреднении координат за несколько дней  $\Delta\alpha = \pm 10^s$ , для компактных (мерцающих) источников в 1 Ян и более сильных и  $\Delta\alpha = \pm 30^s$ , для источников в 0.5 Ян. Точность по склонению ( $\delta$ ) для источников в 1 Ян и более сильных  $\pm 3'$ , а для источников в 0.5 Ян и более слабых  $\pm 6'$ . Тем не менее для отождествлений с источниками 7С-каталога нашей точности в целом оказалось достаточно.

Калибровка наблюдений проводилась по сильным радиоисточникам из 3С-каталога. Обычно в каждом сеансе записывалось 5-12 калибровочных источников. Все оценки плотностей потоков сделаны в шкале Келлермана (Kellermann, 1964).

Отметим, что для сильных ( $S > 0.5$ ) источников наши ошибки при определении плотности потока порядка 20% и связаны с нашей методикой калибровки дисперсии шумов по сильным источникам. Для слабых ( $S < 0.5$ ) источников эти ошибки могут достигать 30 – 40% и связаны как с калибровкой, так и погрешностью измерений среднеквадратичной величины мерцаний.

В обзоре мерцающих радиоисточников (Purvis et al., 1987), проведенном на частоте 81.5 МГц, в области второй площадки было зарегистрировано 52 мерцающих источника, из которых 34 совпадают с нашими источниками. В первой площадке Purvis et al. (1987) нашли 21

мерцающий источник и 17 из них совпадают с нашими. Таким образом, подавляющая часть компактных радиоисточников из 395 обнаруженных нами ранее не были известны. Это связано с более высокой чувствительностью нашего обзора. Отметим, что если оценки дисперсий мерцаний источников в нашей работе и у Purvis et al. (1987) совпадают с точностью до погрешностей измерений, то оценки плотностей потоков этих источников — расходятся. В основном это относится к слабым радиоисточникам, плотности потоков которых в работе Purvis et al. (1987) завышены по сравнению с нашими данными. На наш взгляд это связано с методикой оценки угловых размеров мерцающих источников, использованной в работе Purvis et al. (1987). При наблюдении слабых радиоисточников, дисперсия мерцаний которых на больших элонгациях меньше дисперсии шумов, эта методика должна давать завышенные угловые размеры мерцающих источников, что и должно затем приводить к завышению их плотностей потоков. Оценки плотностей потоков сильных мерцающих источников, приведенных в работе Purvis et al. (1987) совпадают с нашими в пределах погрешностей измерений.

Средняя плотность мерцающих источников в исследуемых площадках оказалась около одного источника на квадратный градус. Это означает, что на всем небе при флуктуационной чувствительности около 0.2 Ян будет зарегистрировано  $\sim 10^4$  компактных радиоисточников.

Результаты наблюдений приведены в Приложении А.2.

## 3.2 Космологическая эволюция компактных радиоисточников

Радиовыборки, которые обычно используются для исследования эволюции радиоисточников основываются на наблюдениях, выполненных на высоких частотах. Это имеет свои достоинства и недостатки. Так, плоские спектры источников на дециметровых волнах становятся крутыми на сантиметровых и миллиметровых волнах и поэтому смещение спектров в низкочастотную область при больших  $z$  может приводить к потере части радиоисточников. С другой стороны, в спектрах квазаров и других активных галактик имеется инфракрасный максимум излучения, который при больших  $z$  может сместиться в миллиметровый диапазон радиоволн. В этом случае, на миллиметровых волнах мы будем наблюдать радиоизлучение галактик, у которых собственного радиоизлучения нет. Это нарушает однородность выборки. На наш взгляд, более однородными являются выборки, основанные на низкочастотных обзорах радиоисточников.

На метровых волнах большинство радиоисточников имеет крутые спектры. Наблюдения на частоте 151 МГц (McGilchrist, 1990) показали, что средний спектральный индекс источников в

диапазоне 151–408 МГц равен 0.9. Причем он практически не меняется с изменением плотности потока от 0.4 до 12 Ян, то есть и сильные и слабые радиоисточники имеют одинаковые спектры. Таким образом есть высокая вероятность, что низкочастотная выборка, полученная в нашем обзоре является однородной.

Очевидно, что часть источников 7С обзора имеют компактные компоненты, а часть не имеет. Сделать выборку источников состоящую лишь из источников одного вида (квазаров, радиогалактик, сейфертовских галактик и др.) практически невозможно без оптических отождествлений. Однако такие выборки представляют особый интерес. Считается, что АЯГ (компактные источники видимые в мерцаниях) являются более молодыми и короткоживущими по сравнению с протяженными радиоисточниками, размеры которых зачастую превосходят размеры родительских галактик. Поэтому можно ожидать, что у них разная космологическая эволюция, и это должно отражаться на кривых подсчета.

Информация о космологической эволюции активных галактик с сильным радиоизлучением получается из подсчетов внегалактических радиоисточников. Можно предполагать, что протяженные радиоисточники, размеры которых зачастую превосходят размеры родительских галактик и которые являются старыми объектами, имеют космологическую эволюцию отличную от эволюции компактных радиоисточников в ядрах галактик, которые должны быть значительно моложе протяженных радиокомпонент. Поэтому представляет интерес проведение отдельно подсчетов компактных и протяженных радиоисточников на метровых волнах.

Анализируя результаты наблюдений радиоисточников, выполненных методом межпланетных мерцаний на частоте 81.5 МГц Readhead and Hewish (1974), Readhead and Longair (1975) пришли к выводу о существовании сильной космологической эволюции компактных (мерцающих) радиоисточников, близкой по характеру к эволюции квазаров. В работе Readhead and Longair (1975) был выполнен подсчет мерцающих источников до плотности потока  $S = 2$  Ян. В работе Balasubramanian et al. (1993) был выполнен подсчет мерцающих источников на частоте 327 МГц до плотности потока 1.5 Ян. В настоящей работе представлен подсчет, который получен для мерцающих радиоисточников на порядок более слабых. Исходные данные для подсчета можно найти в Приложении А.2.

### **3.2.1 Подсчет компактных источников.**

Сравним подсчеты для протяженных (источники 7С обзора) и компактных (наш обзор) радиоисточников.

В Таблице 3.1 приведен дифференциальный подсчет компактных радиоисточников. В первой

Таблица 3.1: Подсчет мерцающих радиоисточников.

$S$	$\langle S \rangle$	$n$	$\Delta N$	$dN/dS$	$dN/dN_e$	$N(> S)$
1	2	3	4	5	6	7
0.1						2737
	0.15	18	125	1250	0.015	
0.2						2612
	0.25	72	500	5000	0.241	
0.3						2112
	0.35	90	625	6250	0.718	
0.4						1487
	0.45	60	417	4170	0.925	
0.5						1070
	0.55	39	271	2710	0.981	
0.6						799
	0.65	26	181	1810	0.999	
0.7						618
	0.85	36	250	833	0.866	
1.0						368
	1.5	42	292	292	1.107	
2.0						76
	3.5	11	76	25	0.705	
5.0						

колонке таблицы даны границы интервалов плотностей потоков на частоте 102 МГц —  $S$  в Янских. Эти границы выбраны так, чтобы в каждый интервал попадало больше 10 источников. Во второй — средняя плотность потока для данного интервала —  $\langle S \rangle$ . В третьей — число мерцающих источников в данном интервале плотностей потоков —  $n$ . В четвертой — число мерцающих источников на стерадиан —  $\Delta N$ . В пятой — дифференциальный подсчет источников —  $dN/dS$ . В шестой — дифференциальный подсчет источников ( $\Delta N_e = 401[(S_1)^{-1.5} - (S_1)^{-1.5}]$ ). Нормировочный множитель выбран так, чтобы в области больших плотностей потока (3-4 Ян) наблюдаемый подсчет источников совпадал с евклидовой моделью. В седьмой — интегральный подсчет источников  $N(> S)$ .

Графически данный подсчет представлен на рис.3.1. Сплошной кривой, приведен подсчет



мерцающих источников, Из рисунка видно, что завал кривой подсчета в области слабых плотностей потока начинается с  $S_{102} \simeq 0.5$  Ян.

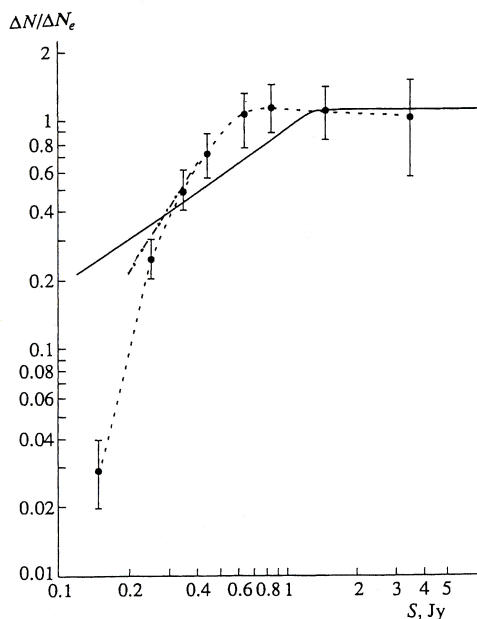


Рис. 3.1: Подсчеты радиоисточников. Штриховая линия — подсчет мерцающих источников на частоте 102 МГц (по таблице 3.1; первая площадка 7С обзора (см. PS I в Приложении А.2)). Сплошная линия — подсчет из 7С обзора. Рисунок взят из работы Артюх и Тюльбашев (1996б).

Как показано в Главе 1 методика обработки наших наблюдений гарантирует полноту обзора до плотностей потоков мерцающих источников  $S_{sc}$  таких, что дисперсия мерцаний ( $\langle \Delta S^2 \rangle$ ) равна дисперсии шумов ( $\sigma_{noise}^2$ ). В данных наблюдениях ожидаемая величина  $\sigma_{noise} \simeq 0.25$  Ян. Эта величина соответствует температуре галактического фона в направлении площадки обзора  $T_{background} = 800K$  на частоте 102 МГц, КПД фидерного тракта БСА ФИАН – 0.7, коэффициенту шума антенных усилителей верхнего этажа радиотелескопа – 1.5, эффективной площади БСА ФИАН –  $3 \times 10^4$  м<sup>2</sup>, полосе приемника – 200 кГц и постоянной интегрирования – 0.4 с. Как показали наблюдения, в ходе которых мы контролировали минимальную величину шумов каждого скана,  $min_{\sigma_{noise}}$  принимала значения от 0.15 до 0.25 Ян, что вполне согласуется с ожидаемым средним значением.

Компактный радиоисточник, среднеквадратическая величина мерцаний которого равна 0.25 Ян, должен иметь плотность потока от 0.25 до 0.5 Ян для того, чтобы быть надежно зарегистрированным. Это связано с тем, что минимальная плотность потока –  $S_{min} = 0.25$  Ян соответствует точечному источнику (с угловым размером равным нулю), который наблюдается при элонгации  $25^\circ$  (максимум мерцаний) в максимуме диаграммы направленности антенны.

Максимальная плотность потока  $S_{max} = 0.5$  Ян соответствует источнику с угловыми размерами  $0.1''$ , который наблюдается при элонгации  $40^\circ$  (самая плохая элонгация в наших наблюдениях) в направлении между соседними лучами БСА ФИАН, которые пересекаются по уровню 0.8 и между огибающими секции, которые пересекаются по уровню 0.9. Конечно, и тот и другой случай являются предельными и на практике не встречаются. Наиболее вероятный случай, когда источник наблюдается между максимумом и минимумом диаграммы направленности антенны и на средних элонгациях. При этом  $S \simeq 0.38$  Ян. Мерцающие источники с такой плотностью потока дают  $\Delta S \simeq 0.25$  Ян. Поэтому, начиная с интервала 0.4-0.5 Ян ( $\langle S \rangle = 0.45$  Ян) и для больших плотностей потоков наш обзор является полным, а более слабые мерцающие источники были частично потеряны в соответствии с модельными расчетами, результаты которых приведены на рис.1.3 в Главе 1. Исходя из этой зависимости, значения кривой подсчета для плотностей потока  $\langle S \rangle = 0.35$  Ян и  $\langle S \rangle = 0.25$  Ян следует увеличить на 1.5% и 25% соответственно. Поправка к последней точке ( $\langle S \rangle = 0.15$  Ян) значительно превосходит корректируемое значение и поэтому малонадежна. Крутизна завала остается большой даже после коррекции за неполноту обзора.

В области малых плотностей потока на результатах подсчета источников должен сказываться эффект путаницы (confusion) мерцающих источников. В работе Артюх и Шишов (1982) дана теория этого эффекта и на основе специальных наблюдений показано, что медианное значение эффекта путаницы мерцающих источников на БСА ФИАН  $\simeq 0.12$  Ян. В отличие от эффекта путаницы немерцающих радиоисточников, который может приводить как к увеличению плотности потока источника, так и к уменьшению его, путаница мерцающих источников всегда только увеличивает  $\Delta S$ , так как дисперсии мерцаний разных источников только складываются. Например, два точечных источника с плотностью потока 0.2 Ян, попав одновременно в диаграмму направленности антенны, дадут мерцания соответствующие более сильному источнику с плотностью потока  $0.2 \times \sqrt{2} = 0.3$  Ян, но при этом мы, естественно, не досчитаемся двух слабых мерцающих источников. Таким образом, величина путаницы мерцающих источников является той границей, вблизи которой происходит перекачивание слабых мерцающих источников в сильные. В наших наблюдениях это приводит к некоторому подъему кривой подсчета в области плотностей потока 0.3-0.4 Ян и к ее более резкому спаду в области плотностей потока 0.1-0.2 Ян. На наш взгляд очень резкий спад подсчета мерцающих источников при  $S = 0.15$  Ян вызван именно эффектом путаницы мерцающих источников.

Отсутствие количественной теории влияния эффекта путаницы мерцающих источников на подсчет источников не позволяет нам внести численных поправок за этот эффект, поэтому мы были вынуждены ограничиться качественным описанием. Однако заметим, что даже несколь-

ко уплощенная кривая подсчета мерцающих источников в области потока 0.3-0.4 Ян спадает гораздо круче, чем подсчет протяженных радиоисточников.

Подсчет радиоисточников 7С обзора на рис.3.1, пересчитан на частоту 102 МГц в предположении, что все источники имеют спектральные индексы равные среднему ( $\alpha = 0.9$ ) и средний спектральный индекс не зависит от плотности потока (McGilchrist et al., 1990). Заметим, что в 7С обзоре, выполненном на частоте 151 МГц с чувствительностью 0.1 Ян и разрешением  $70'' \times 70''$ , в этих площадках обнаружено около 5000 радиоисточников. Таким образом, свыше 90% радиоисточников не имеют заметных компактных компонент и, следовательно, можно считать, что подсчет источников 7С обзора практически представляет собой подсчет протяженных радиоисточников.

Если аппроксимировать подсчет мерцающих источников в области завала степенной функцией  $dN/dN_e \sim S^\gamma$ , то  $\gamma = 1.5$ . В сравнении для протяженных радиоисточников 7С обзора  $\gamma = 0.7$ .

Вновь отметим, что наш обзор мерцающих источников является самостоятельным и его полнота определяется только чувствительностью наблюдений. Поэтому тот завал подсчета мерцающих источников, который был обнаружен на плотностях потока меньше 0.7 Ян вызван реальным уменьшением числа компактных радиоисточников.

Обнаруженное отличие подсчетов компактных и протяженных радиоисточников на наш взгляд связано с различием характеров их космологической эволюции. Подробно вопрос о космологической эволюции компактных радиоисточников рассмотрен в следующих параграфах.

### 3.2.2 Причины влияющие на подсчеты источников

*Поглощение радиоизлучения.* Радиоизлучение далекого источника должно поглощаться тепловой плазмой промежуточных галактик, находящихся на луче зрения. Чем больше удален источник, тем больше поглощение. Это ослабление далеких источников должно вызвать укрупнение завала подсчетов источников в области слабых плотностей потоков. Однако, поглощение радиоизлучения будет одинаково сказываться как на компактных, так и на протяженных радиоисточниках, так как, находясь на одинаковых расстояниях, они просвечивают приблизительно одинаковое число промежуточных галактик. Поэтому данный эффект не может вызывать различий в подсчетах компактных и протяженных радиоисточников. Но похоже, что в метровом диапазоне радиоволн поглощение вообще не играет заметной роли, так как оно должно вызывать низкочастотные завалы спектров и компактных и протяженных источников. Как уже отмечалось в этой главе, средний спектральный индекс радиоисточников в диапазоне 151–408

МГц равен  $\alpha \simeq 0.9$  и не меняется с изменением плотности потока от 0.4 Ян до 12 Ян (McGilchrist et al., 1990). Неизменность спектрального индекса в широком диапазоне плотностей потоков говорит об отсутствии поглощения.

В компактных радиоисточниках может наблюдаться синхротронное самопоглощение излучения. Но даже если предположить, что этот эффект действует на все наблюдавшиеся нами мерцающие источники, то он будет усиливать, а не ослаблять далекие источники, поскольку из-за доплеровского красного смещения далекий источник наблюдаемый на 102 МГц излучает на более высоких частотах, где его интенсивность выше:  $I \sim \nu^{2.5}$  (Sligh, 1963). Соответственно синхротронное самопоглощение излучения должно приводить к уплощению подсчета компактных источников, а не к укрупнению его.

Таким образом, эффекты поглощения излучения не могут объяснить укрупнения завала подсчета мерцающих радиоисточников.

*Рассеяние радиоизлучения.* Неоднородности межгалактической плазмы, а также неоднородности тепловой плазмы галактик, находящихся на луче зрения должны рассеивать радиоизлучение. Это приводит к увеличению видимого углового размера компактного источника. Чем дальше от нас источник, тем больше просвечиваемый слой плазмы и тем больше угол рассеяния. С увеличением углового размера источника уменьшается степень межпланетных мерцаний. Поэтому слабые, в среднем более далекие, радиоисточники перестают мерцать, что и приводит к укрупнению завала подсчета мерцающих источников. В работе Артюх (1997), рассмотрено влияние рассеяния излучения на подсчет мерцающих источников. Показано, что основной вклад в рассеяние вносят промежуточные галактики или слои межгалактической плазмы, расположенные вблизи наблюдателя, на расстояниях соответствующих красному смещению  $z \leq 0.4$ . Показано, что в области завала подсчета мерцающих источников кривая подсчета нормированная на подсчет источников в Эвклидовой вселенной представляется степенной функцией с показателем степени  $\gamma = 0.15$ . То есть кривая подсчета становится круче, но это укрупнение совсем невелико. Если реальная кривая подсчета компактных радиоисточников совпадает с подсчетом протяженных источников из 7С обзора, в отсутствие рассеяния, то наличие межгалактического рассеяния излучения приведет к укрупнению завала подсчета компактных источников на степенной множитель с показателем степени  $\gamma = 0.15$ . Соответственно, крутизна будет равна  $\gamma = 0.85$  (выше мы оценивали  $\gamma = 0.7$ ). Но это все равно меньше крутизны наблюдаемой в подсчете мерцающих источников  $\gamma_s = 1.5$ .

Таким образом, рассеяние радиоизлучения межгалактической плазмой также не может объяснить различия между подсчетами компактных и протяженных радиоисточников.

*Погрешности измерений.* Погрешности измерений вызывают искажения подсчета мерцающих радиоисточников. Сюда относятся погрешности оценки дисперсии мерцаний компактных источников, ошибки калибровки наблюдений и погрешности подсчета мерцающих источников, связанные с конечным числом источников.

Особенность используемой методики обработки наблюдений состоит в том, что среднеквадратическую величину мерцаний  $\Delta S$  мы получали из оценки среднего значения модуля мерцаний (см. Глава 1 или Артюх и Тюльбашев (1996б)). Можно показать, что в этом случае погрешность оценки  $\Delta S$  равна  $\delta(\Delta S) = \Delta S \sqrt{\frac{\pi-2}{N\pi}}$ , где  $N$  – число независимых отсчетов, по которым делалась оценка. В ходе обработки из исходной записи вычиталась среднеквадратическая величина шумов радиотелескопа  $\sigma_n$ . Оценку  $\sigma_n$  мы также получали из наблюдений и ее погрешность составляла  $\delta(\sigma_n) = \sigma_n \sqrt{\frac{\pi-2}{M\pi}}$ , где  $M$  – число независимых отсчетов, по которым делалась эта оценка. В наших наблюдениях  $N \approx 300$ ,  $M \approx 360$ . Первая погрешность пропорциональна величине сигнала и она является основной в области больших плотностей потоков, где  $\Delta S > \sigma_n$ . Вторая погрешность является определяющей в области слабых плотностей потоков мерцающих источников, где  $\Delta S < \sigma_n$ . Именно эта область кривой подсчета нас интересует. Поскольку при этом погрешность оценки  $\Delta S$  не зависит от величины  $\Delta S$  ( $\Delta S_{estimated} = \Delta S_{real} + \varepsilon$ ), то функция распределения  $\Delta S_{estimated}$  является сверткой функций распределения  $\Delta S_{real}$  и  $\varepsilon = A\delta(\sigma_n)$ . Обычно распределение источников по плотностям потока является степенной функцией ( $n(\Delta S) \sim \Delta S^{-\beta}$ ), а функция распределения  $\delta(\sigma_n)$  – близка к гауссовой. Качественно результат свертки дает также степенную функцию, но с большим, чем  $\beta$  показателем степени. То есть в области слабых плотностей потока мы должны наблюдать подъем кривой подсчета, мы же наблюдаем завал подсчета мерцающих источников. Таким образом, погрешность оценки  $\Delta S$  не может дать наблюдаемого эффекта.

Ошибка наблюдений вследствие неправильной калибровки источников должна смещать кривую подсчета в целом, не меняя ее формы.

Наконец последняя погрешность связана с конечностью выборки мерцающих источников. Получаемое из наблюдений распределение источников по плотностям потока представляет собой гистограмму, в каждую  $i$ -ю колонку которой попадает  $n_i$  источников, с относительным разбросом  $1/\sqrt{n_i}$ . Эта статистическая погрешность приводит к размытию кривой подсчета. Как видно из рис.3.1 наблюдаемые различия между подсчетами мерцающих источников и радиоисточников из 7С обзора явно превосходят величину размытия кривой подсчета мерцающих источников. Поскольку число источников в 7С обзоре на порядок больше, чем в нашем обзоре, то статистическими погрешностями подсчета источников 7С обзора можно пренебречь.

Таким образом погрешности измерений не могут объяснить наблюдаемого различия подсчетов компактных и протяженных радиоисточников.

*Эффект путаницы мерцающих источников.* Эффект путаницы будет подробно рассмотрен в параграфе 3.3.3. Заметим лишь, что в рассматриваемом подсчете он приводит к тому, что кривая подсчета может слегка уплощаться на плотностях потоков 0.3-0.4 Ян и укручаться на плотностях потоков 0.1-0.2 Ян. Поэтому наблюдаемое укручение подсчета мерцающих источников при  $0.2 < S < 0.5$  Ян не может быть вызвано эффектом путаницы.

*Эффект гравитационного линзирования.* Влияние этого эффекта на зависимость плотности оптических галактик от красного смещения рассмотрен в Pei (1995). В отличие от поглощения пылью, которое только ослабляет далекие галактики, гравитационное линзирование как усиливает, так и ослабляет их. Поэтому зависимость плотности галактик от красного смещения в среднем остается почти неизменной, по крайней мере до  $z = 4$  (Pei, 1995). Поскольку гравитационное линзирование не зависит от длины волны, то в радиодиапазоне этот эффект будет действовать таким же образом и, следовательно, не должен менять зависимость  $N(z)$ , а следовательно и подсчет радиоисточников. Правда, как отмечено в работе Pei (1995) вероятность усиления яркости объектов несколько выше вероятности ослабления и более удаленные ( $z > 4$ ) объекты в среднем будут ярче. Но это должно привести к уплощению кривой подсчета, а не к укручению ее. Следовательно гравитационное линзирование не может объяснить наблюдаемого различия подсчетов компактных и протяженных радиоисточников.

*Геометрические эффекты.* На форму кривой подсчета радиоисточников могут влиять два геометрических эффекта. Во-первых, отличие метрики пространства от евклидовой приводит к убыванию подсчета радиоисточников с уменьшением плотности потока относительно подсчета источников в Евклидовой вселенной Зельдович и Новиков (1967). Правда, в области самых больших плотностей потоков мы наблюдаем обратную картину, подсчет растет с убыванием  $S$ , что связано с влиянием эволюционных эффектов, которые оказались сильнее геометрических. Но в области слабых плотностей потоков, там где подсчеты источников имеют явные завалы, этот геометрический эффект может привести к дополнительному укручению завала кривой подсчета. Однако, на наш взгляд, геометрия пространства должна быть одинакова для всех объектов в этом пространстве и должна одинаково сказываться как на протяженных, так и на компактных источниках, то есть не должна приводить к различию их подсчетов.

Во-вторых, в космологических моделях, основанных на неевклидовой метрике и в случае неоднородной среды, угловые размеры источников  $\theta$  с увеличением красного смещения сначала убывают до  $z \simeq 1$ , а затем на больших  $z$  должны увеличиваться или оставаться постоянными

(Hoyle, 1959). Это, как и межгалактическое рассеяние, должно привести к укрупнению завала подсчета мерцающих источников. Заметим, что измерения угловых размеров протяженных радиоисточников дали зависимость  $\theta \sim 1/z$ , справедливую для Эвклидовой вселенной (Karahi, 1987). Однако исследования 82 очень компактных радиоисточников, угловые размеры которых были измерены с помощью РСДБ систем, показали, что угловые размеры источников сначала уменьшаются, а потом при  $0.5 < z < 3$  выходят на плато (Kellermann, 1993). Согласно этой работе при  $z = 10$  следует ожидать увеличения угловых размеров компактных источников вдвое, по сравнению с минимальным.

Минимальный угол межзвездного рассеяния на частоте 102 МГц, в направлении на полюс Галактики, составляет  $0.04''$  (Артюх и Смирнова, 1989). Измерения угловых размеров квазаров на частоте 102 МГц методом межпланетных мерцаний показали, что большая часть их имеет  $\theta \leq 0.1''$  (Артюх, 1984). Это соответствует разрешающей способности метода межпланетных мерцаний. Следовательно собственные угловые размеры компактных источников на частоте 102 МГц могут быть меньше  $0.1''$  и даже меньше  $0.04''$ . Компактные радиоисточники, у которых  $\theta < 0.04''$  имеют практически стопроцентные мерцания. Увеличение этого углового размера вдвое уменьшит индекс мерцаний на  $\sim 5\%$ , что в реальных наблюдениях трудно обнаружить. Соответственно не будет каких-либо заметных изменений в подсчете мерцающих источников. Но допустим, что наблюдаемая минимальная величина  $\theta = 0.1''$  является реальным минимальным угловым размером радиоисточников имеющих  $z \simeq 1$ . Тогда более удаленные (и в среднем более слабые) источники будут иметь угловые размеры  $\theta > 0.1''$ . Даже при  $z = 10$  этот угловой размер увеличится только вдвое. Согласно модельным расчетам (Magians, 1975), увеличение углового размера от  $0.1''$  до  $0.2''$  приведет к уменьшению индекса мерцаний источника на 14%. Соответственно, среднеквадратическая величина мерцаний уменьшится на  $\Delta S = 0.14S$ . Это максимальное ослабление мерцаний. Как говорилось выше, подсчет радиоисточников из 7С обзора, нормированный на подсчет источников в Эвклидовой вселенной, в области завала может быть представлен степенной функцией:  $N/N_e = AS^{0.7}$ . Следовательно, максимальное уменьшение подсчета мерцающих источников при самых слабых плотностях потока должно составить:

$$\frac{d(N/N_e)}{dS} \Delta S = \frac{d(AS^{0.7})}{dS} 0.14S = 0.098(AS^{0.7}) \quad (3.1)$$

Итак, если отличия подсчетов компактных и протяженных радиоисточников связаны только с данным геометрическим эффектом, то максимальное уменьшение подсчета мерцающих источников составило бы только  $\sim 10\%$ . В области слабых плотностей потоков расхождения между кривыми подсчета значительно превосходят 10% уже начиная с плотности 0.4 Ян.

Может оказаться, что основная часть слабых мерцающих источников находится на сверх-больших расстояниях, соответствующих  $z > 10$ . При этом, с дальнейшим увеличением  $z$ , угловые размеры источников могут становиться сколь угодно большими и, когда они достигнут  $1'' - 2''$ , компактные источники перестанут мерцать. Это приведет к резкому завалу подсчета мерцающих источников. Являются ли такие  $z$  реальными? Прямой ответ на этот вопрос могут дать только оптические отождествления слабых мерцающих источников и измерения их красных смещений. Но, поскольку все, полученные на сегодняшний день, оценки красных смещений не превосходят  $z = 5$ , то мы считаем очень маловероятным, что основная часть слабых мерцающих радиоисточников будет иметь  $z > 10$ .

Следовательно, геометрические эффекты не могут объяснить различий подсчетов компактных и протяженных радиоисточников.

Таким образом, ни одна из рассмотренных причин не может объяснить наблюдаемого различия подсчетов компактных и протяженных радиоисточников. Остается только связь подсчета радиоисточников с их космологической эволюцией.

### 3.3 Анализ спектров источников поля

Итак, в предыдущем параграфе показано, что наблюдаемое различие подсчетов компактных и протяженных источников связано с тем, что компактные и протяженные источники эволюционируют по-разному. В этом параграфе попытаемся ответить на вопрос о природе наблюдавшихся компактных радиоисточников по анализу их интегральных спектров. Для анализа спектров источников поля и поиска кандидатов на оптическое отождествление были взяты источники из площадки, с центром по прямому восхождению  $6^h 28^m$  и по склонению  $45^\circ$ . В обзоре площадки зарегистрировано 125 мерцающих источников (см. Приложение А.2).

#### 3.3.1 Интегральные спектры радиоисточников

Для понимания свойств компактных радиоисточников мы провели отождествление мерцающих радиоисточников нашего каталога (см. Приложение А.2) с наиболее чувствительными каталогами радиоисточников известными на сегодняшний день (MacGilchrist et al., 1990; Douglas, 1987; Douglas et al., 1996; Ficcarra, 1985; White and Becker, 1992; Gregory and Condon, 1991). Полученные данные помещены в Приложение А.2.

Оценка интегральной плотности потока на частоту 102 МГц получалась путем линейной экстраполяции интегрального спектра источника до частоты 102 МГц. Для ряда источников бы-



ли получены косвенные оценки компактности (т.е. отношения плотности потока в компактной компоненте к интегральной плотности потока) двумя способами. Плотности потока источников, которые имели известную плотность потока на 151 МГц и не были отождествлены в других каталогах, пересчитывались на 102 МГц со средним спектральным индексом 0.9, который был получен в 7С обзоре (MacGilchrist et al., 1990). Семнадцать источников не были отождествлены с источниками из 7С обзора, и для них делалась верхняя оценка компактности из следующих соображений. Согласно работе MacGilchrist et al. (1990), для плотностей потока в 0.2 Ян потери в ходе обзора составляют всего 2-3 источника из 100, поэтому для семнадцати неотожествленных источников мы приняли 0.2 Ян за полноту 7С-обзора. Учитывая, что при полноте обзора 0.2 Ян (151 МГц) источник из нашего обзора неотожествлен, мы можем пересчитать 0.2 Ян со спектральным индексом 0.9 на частоту 102 МГц и получить нижнюю оценку компактности источника делением известной из наших наблюдений плотности потока компактного радиоисточника на полученную верхнюю оценку плотности потока интегральной компоненты. В том случае, когда эта истинная плотность потока радиоисточника меньше своей верхней оценки (0.2 Ян), полученная оценка компактности будет заниженной. Конечно, косвенные оценки, полученные таким образом, имеют большие погрешности, так как распределение спектральных индексов широкое. Поэтому мы не используем эти данные в дальнейших анализах, но приводим их в таблицах и на некоторых гистограммах с тем, чтобы грубо выявить общие тенденции в свойствах радиоисточников. Вопросительный знак после оценки компактности указывает на источники с косвенной оценкой компактности.

Средняя компактность источников поля оказалась равной 0.36. Подробное обсуждение вопроса компактности радиоисточников выборки поля проведем в Главе 5, посвященной обсуждению гало источников.

*Интегральные спектры компактных источников.* Для 75 источников из 125 наблюдавшихся в обзоре и отождествленных на двух и более частотах, были построены их спектры. Мы не приводим все спектры в силу ограниченности места (данные есть в Приложении А.3), но даем некоторые из них для иллюстрации дальнейших выводов. В верхней части рис.3.2 приведены примеры спектров источников, компактные компоненты которых должны иметь крутой ( $\alpha > 0.5$ ) спектр. Оказалось, что 45 источников из 75 (60%) должны иметь крутой спектр для компактной компоненты. В средней части рис.3.2 приведены примеры источников с неопределенным спектральным индексом компактной компоненты. Она может иметь как очень крутой, так и плоский спектр. Таких источников 24 из 75 (32%). Только наблюдения на высоких частотах с интерферометрами, имеющими угловое разрешение лучше, чем  $0.2''$ , могут ответить на вопрос о крутизне спектра компактных компонент однозначно. В нижней левой части рис.3.2

приведен пример источника с плоским спектром интегральной компоненты. Конечно, это не означает плоского спектра и для компактной компоненты, но это возможно. Таких спектров оказалось 6 (8%). Наконец в нижней правой части рис.3.2 приведен пример спектра источника, с указанием на возможное существование завала спектра компактной компоненты к частоте 102 МГц. Таких источников 2. Для однозначного ответа о завале спектра необходима проверка на интерферометрах с хорошим (лучше 0.2") угловым разрешением. Квадратиками на рисунке показаны интегральные плотности потока на соответствующих частотах. Треугольником показана плотность потока компактной компоненты на 102 МГц. Ошибки измерения плотности потока компактной компоненты равны приблизительно 20 – 30% в зависимости от величины плотности потока.

Таким образом, несмотря на отсутствие информации о плотности потока компактной компоненты на высоких частотах, мы можем утверждать, что бóльшая часть компактных источников из обзора мерцающих источников на 102 МГц имеет крутые спектры.

*Распределение спектральных индексов.* Распределение спектральных индексов представлено на рис.3.3. Общий вид рисунка говорит о том, что распределение спектральных индексов интегральных спектров похоже на гауссовское с возможным отклонением на хвосте с плоскими ( $\alpha < 0.5$ ) спектрами. Предполагая, что распределение спектральных индексов является гауссовским и задаваясь уровнем значимости 0.05, мы проверили эту гипотезу по  $\chi^2$  критерию. При данном уровне значимости распределение не отличается от гауссовского распределения. Была произведена оценка среднего спектрального индекса и среднеквадратичного разброса, а также их ошибок:  $\langle \alpha \rangle = 0.84 \pm 0.03$ ;  $\langle \sigma_\alpha \rangle = 0.25 \pm 0.08$ . Заметим, что в 7С-обзоре (McGilchrist et al., 1990) был получен средний спектральный индекс 0.9. Различие средних спектральных индексов может быть легко объяснено статистическими ошибками. Однако вполне вероятно, что источники наблюдавшиеся в обзоре мерцающих источников могут представлять собой выборку особого типа радиоисточников из 7С обзора.

### 3.3.2 Кандидаты на отождествление мерцающих источников обзора

Попробуем "угадать" кандидатов на оптическое отождествление мерцающих радиоисточников обзора. Для этого сравним компактности и среднеквадратичные отклонения компактности галактик разных классов. Возможно, что высокую компактность имеют узкие классы радиоисточников. Известно, например, что квазары и лацертиды имеют очень компактные ядра и значительная часть общей энергии излучается ядром. Ранее в Пушинской обсерватории методом межпланетных мерцаний на БСА были проведены наблюдения около тысячи источников

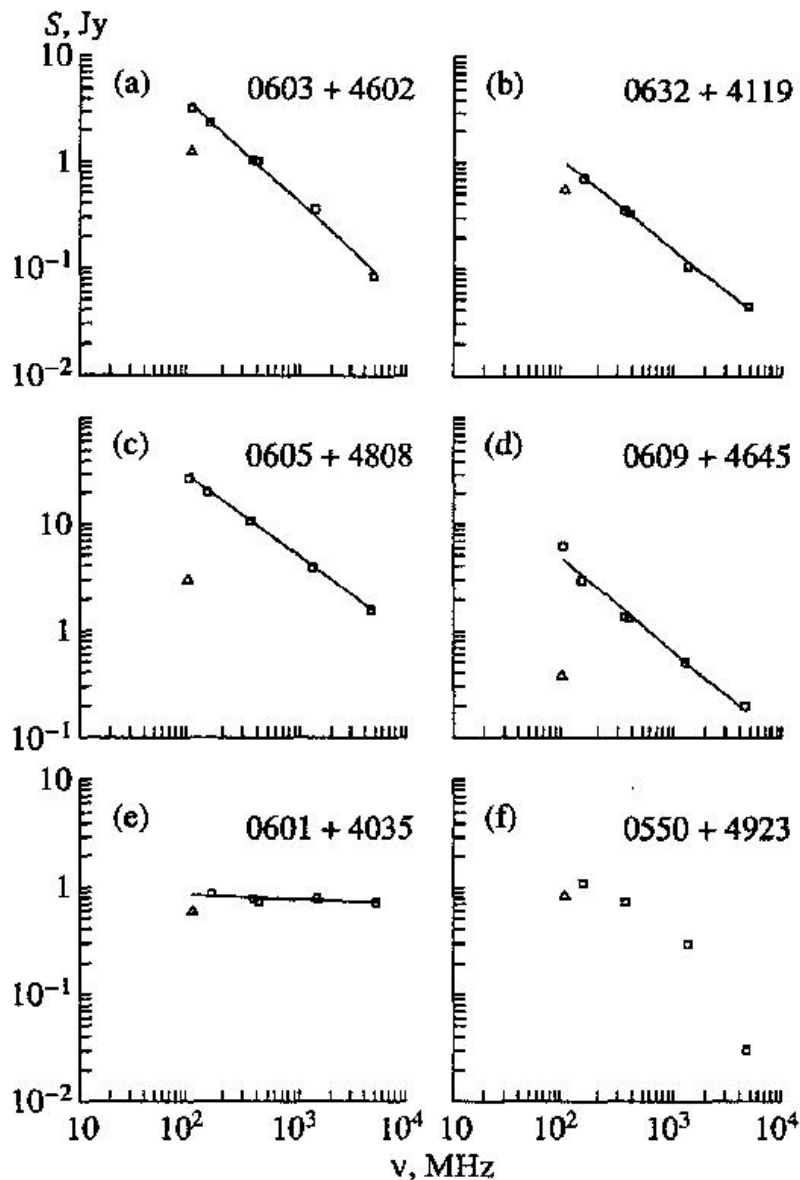


Рис. 3.2: На рисунке изображены различные типы спектров источников, которые рассортированы согласно ожидаемому спектру компактного радиоисточника (см. объяснение в тексте). По горизонтальной оси частоты в МГц, а по вертикальной оси плотности потока в Янских. Рисунок взят из работы Тюльбашев (1997).

разных выборок.

*Слабоактивные и нормальные галактики.* В работах Артюх и Оганнисян (1983), Артюх и Оганнисян (1985) предполагалось выяснить существование корреляции между наличием компактных радиоисточников в ядрах галактик и степенью выраженности ядра галактики в оптическом диапазоне. Из 330 галактик радиоизлучение измерено у 44, а мерцания обнаружены у 13 галактик. Если учитывать только те галактики, у которых были обнаружены мерцания и надежно определена компактность, то для них  $\langle R \rangle = 0.25$ , а  $\sigma_R = 0.14$ . Выборка была

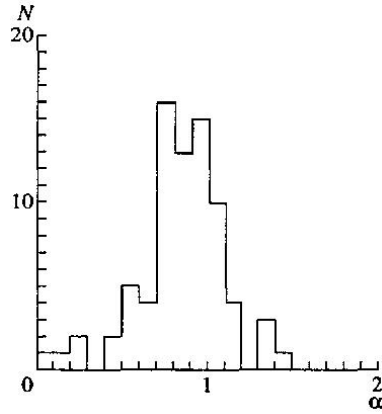


Рис. 3.3: Распределение спектральных индексов мерцающих источников (PS I, Приложение А.2, А.3) из первой площадки площадки 7С обзора. Рисунок взят из работы Тюльбашев (1997).

достаточно полной (были исчерпаны все ближайшие галактики) и в среднем плотность потока компактных компонент составляла 1 Ян. В нашем обзоре наблюдаются источники на порядок более слабые и, значит, была возможность регистрировать компактные радиоисточники в ядрах слабоактивных и нормальных галактик, находящихся в 3 раза дальше. Это значит, что на всей северной полусфере на пределе чувствительности радиотелескопа БСА ФИАН можно было зарегистрировать компактные компоненты у нескольких десятков галактик. (Напомним, в обзоре сделанным методом мерцаний по всему небу ожидается зарегистрировать  $\sim 10^4$  компактных источников.) То есть вклад слабоактивных и нормальных галактик в общее количество мерцающих источников на 102 МГц очень мал.

*Маркарянские галактики.* Маркарянские галактики были выделены в отдельный класс, так как они обладают сильным ультрафиолетовым континуумом. В работах Артюх и др. (1982а), Артюх и др., (1985) были проведены наблюдения 154 галактик методом межпланетных мерцаний с целью поиска интегрального излучения и излучения ядер этих галактик. Обнаружено радиоизлучение у 23 галактик. Из них 20 являются сейфертовскими галактиками, 2 — лацертидами и одна галактика отождествлена с квазаром. Сейфертовские галактики, квазары и лацертиды будут рассмотрены ниже. Относительно маркарянских галактик можно сказать, что они не выделяются в виде отдельного класса радиоисточников на 102 МГц и, следовательно, не составляют отдельной выборки в нашем обзоре.

*Галактики высокой поверхностной яркости (галактики Аракеляна).* В Артюх и др. (1982б) исследовалось 88 галактик Аракеляна методом мерцаний. Радиоизлучение обнаружено у 14, а мерцающие компоненты у 7. Доля мерцающих источников составляет 8% от исходного списка. Средняя компактность по этим источникам с известной плотностью потока интегральной и

компактной компонент  $\langle R \rangle = 0.48$ , то есть очень высока. Однако плотность этих источников по небу мала. В исходном списке Аракеяна содержится 621 объект в области неба площадью 4.5 стерадиана ( $\approx 15000$  кв.град.) (Аракеян, 1975). Так как выборка галактик высокой поверхностной яркости полная, мы можем оценить ожидаемое количество мерцающих источников ( $N$ ) из этой выборки внутри исследованной нами площадки (150 кв.град.).  $N = (621/15000) \times 0.08 \times 150 = 0.5$ . Таким образом на 300 кв.град. приходится всего один мерцающий источник относящийся к галактикам высокой поверхностной яркости и это означает, что галактики Аракеяна не играют существенной роли в нашем обзоре мерцающих источников.

*Инфракрасные галактики сверхвысокой светимости.* Исследование ИК галактик сверхвысокой светимости (см. Главу 2 и Приложение А.1) методом мерцаний на частоте 102 МГц показывает, что несмотря на то, что на высоких частотах 30-100% интегральной плотности потока приходится на ядро, отсутствие излучения компактного радиоисточника на 102 МГц говорит о несущественной роли этих источников в обзоре мерцающих источников.

*Голубые радиогалактики.* Голубые радиогалактики, открытые при отождествлении слабых ( $S < 0.05$  Ян) источников из подсчетов на 1412 МГц (Windhorst et al. 1984a; Windhorst et al. 1984b) на БСА не наблюдались. Однако в диссертации Oort (1987) показано, что они могут иметь малые угловые размеры ( $< 1''$ ) и поэтому мы должны оценить, могут ли они давать вклад в подсчет мерцающих источников. Так как вклад голубых радиогалактик в общее количество наблюдаемых источников становится существенным при  $S < 10$  мЯн ( $\nu = 1412$  МГц), то предполагая малые угловые размеры ( $\leq 0.1''$ ) и спектральный индекс  $\alpha = 1$ , можно получить верхнюю оценку плотности потока компактного радиоисточника на 102 МГц:  $S_{102} < 0.01 \times 15 = 0.15$  Ян. Плотность потока 0.15 Ян является верхним пределом ожидаемой плотности потока от голубых радиогалактик. В то же время 0.15 Ян является нижним пределом чувствительности в сделанном нами обзоре. Следовательно, для имеющегося обзора вклад голубых радиогалактик пренебрежимо мал.

*Радиогалактики.* Наблюдения гигантских радиогалактик (см. Главу 2) показывают низкую среднюю компактность по выборке ( $(R < 0.1)$ ), однако это не является показательным. В работе Readhead and Hewish (1976), для 86 радиогалактик, отождествленных в 3С каталоге, по приведенной гистограмме можно оценить, что средняя компактность  $\langle R \rangle = 0.24$ , а среднеквадратичный разброс  $\sigma_R = 0.23$ . Впрочем, оценка средней компактности в этой работе может оказаться завышенной. В гистограмму, показывающую распределение компактности радиогалактик, были включены радиогалактики с верхней оценкой компактности, что должно привести к завышению средней компактности. Тем не менее радиогалактики являются реальными

кандидатами на отождествление слабых мерцающих радиоисточников.

*Сейфертовские галактики.* В работе Артюх и Ветухновская (1983), исследовалось 88 сейфертовских галактик. Радиоизлучение было обнаружено у 16, а мерцания у 14 галактик. По исходным данным, приведенным в оригинальной работе, была подсчитана средняя компактность для сейфертовских галактик, у которых были прямые измерения плотностей потоков интегральной и компактной компонент. Получилось, что средняя компактность сейфертовских галактик:  $\langle R \rangle = 0.22$ , а среднеквадратичный разброс  $\sigma_R = 0.13$ . Согласно Wilson and Ulvestad (1982) в 3C каталоге  $< 10\%$  сейфертовских галактик. Следовательно, если с уменьшением плотности потока доля сейфертовских галактик не растет резко относительно других типов галактик, то они не должны составлять основной массы наблюдаемых в обзоре компактных радиоисточников. В тоже время мы не можем исключить их вклад в обзор на уровне десяти процентов от всех источников наблюдавшихся в обзоре и поэтому вносим их в Таблицу 3.2 ниже.

*Квезары.* Наблюдения на БСА ФИАН 101 квазара из высокочастотного Паркского обзора (Wall et al., 1971), показали среднюю компактность 0.5 (Артюх, 1984). Однако если подойти к определению средней компактности более аккуратно, то результат существенно изменится. При определении  $R$  в работе Артюх (1984) учитывались верхние оценки компактности и таким образом  $R$  могло оказаться завышенным. Из 101 квазара Паркского обзора радиоизлучение на 102 МГц обнаружено у 53 источников, а компактные компоненты у 40. В то же время источников, у которых известна и интегральная плотность потока и плотность потока компактной компоненты, найдено 29. Оценка средней компактности и ее среднеквадратичных разбросов по этим 29 источникам:  $\langle R \rangle = 0.37$ ,  $\sigma_R = 0.23$ . Эта оценка практически совпадает с оценкой полученной для всех мерцающих источников из обзора. Однако в работе Readhead and Hewish (1976) тоже проводилось исследование компактности полной выборки радиоисточников на частоте 81.5 МГц. Для 45 отождествленных квазаров из приводимой в этой работе гистограммы можно получить:  $\langle R \rangle = 0.51$  и  $\sigma_R = 0.27$ . Расхождение оценок средней компактности между работой Readhead and Hewish (1976) и работой Тюльбашев (1997) вероятнее всего объясняется следующим. В гистограмму, приведенную в работе Рэдхиды и Хьюиша и показывающую распределение компактностей квазаров, были включены данные с верхними оценками компактности, что скорее всего и привело к завышению средней компактности. Сравнение средних компактностей и их среднеквадратичных разбросов показывает, что квазары могут оказаться существенной долей источников, наблюдавшихся в нашем обзоре мерцающих источников.

*Лацертиды.* На антенне БСА ФИАН ранее проводились наблюдения 63 лацертид Артюх и Ветухновская (1981). Радиоизлучение было обнаружено у сорока, а мерцающие компоненты у двадцати пяти источников. Оценки средней компактности и ее среднеквадратичного разброса,

Таблица 3.2: Средняя компактность и среднеквадратичный разброс компактности для источников разных типов.

Название	$\langle R \rangle$	$\sigma_R$
Сейфертовские галактики	0.22	0.13
Радиогалактики	0.24	0.23
Квazarы	0.51	0.27
Квazarы	0.37	0.23
Лацертиды	0.53	0.32
Источники поля	0.36	0.23

сделанные по источникам с известной интегральной плотностью потока и плотностью потока компактной компоненты, дали:  $\langle R \rangle = 0.53$ ;  $\sigma_R = 0.32$ . То есть для лацертид характерна очень высокая компактность. В общее число мерцающих источников обзора лацертиды могут дать свой вклад.

В сводной Таблице 3.2 даны типы источников, которые могут быть главными кандидатами на оптическое отождествление мерцающих источников поля. В первой колонке приведены кандидаты на оптическое отождествление, во второй — средняя компактность этих кандидатов. В третьей — среднеквадратичные разбросы компактности. В четвертой колонке даны ссылки на работы, из которых взяты данные, по которым считалась компактность и среднеквадратичный разброс компактности.

Из Таблицы 3.2 следует, что наиболее вероятными кандидатами на оптическое отождествление являются квазары.

### 3.3.3 Неотождествленные источники обзора

Итак, в ходе обзора проведенного методом межпланетных мерцаний на частоте 102 МГц (Артюх и Тюльбашев, 1996б) в первой площадке 7С-обзора (McGilchrist et al., 1990), было зарегистрировано 125 мерцающих радиоисточников. Подавляющая часть источников с плотностью потока на 102 МГц большей, чем 0.5 Ян были отождествлены с источниками в низкочастотных радиокаталогах (см. настоящую главу, Приложение А.2 и оригинальные работы Артюх и Тюльбашев (1996б); Артюх и др. (1998а)), либо имелось несколько кандидатов на отождествление и для однозначного отождествления были необходимы дополнительные исследования. Однако, для источников с плотностью потока меньшей, чем 0.4 Ян ситуация была существенно хуже.

Значительная доля таких источников неотожествлена, а у некоторых из отождествленных источников есть указания на высокую компактность ( $R \simeq 1$ ) и крутые спектры  $\alpha > 1 (S \sim \nu^{-\alpha})$ . Полнота обзора мерцающих источников была 0.4 Ян на частоте 102 МГц, а плотность потока самых слабых наблюдаемых источников — около 0.15 Ян. 7С-обзор, принятый нами за основу, имеет полноту на частоте 151 МГц около 0.2 Ян, а предельно слабые источники в каталоге имеют плотность потока приблизительно 0.06-0.08 Ян (McGilchrist et al., 1990). Это значит, что чувствительность 7С-обзора была почти в два раза выше, чем у нас. Средняя компактность отождествленных радиоисточников была  $\simeq 0.4$  (см. предыдущий параграф), и это означает, что источник с плотностью потока 0.15 Ян в компактной ( $< 1''$ ) компоненте должен иметь в среднем интегральную плотность потока около 0.35-0.4 Ян, и должен быть легко отождествлен с радиоисточниками во всех чувствительных обзорах.

Существует ряд возможных объяснений тому, что нет отождествлений наших компактных радиоисточников с радиоисточниками в обзорах, которые либо сравнимы по чувствительности с нашим обзором (при переводе потока с наблюдавшейся частоты на частоту 102 МГц), либо превосходят его по чувствительности. Рассмотрение возможных причин ниже.

*Пульсарная природа слабых источников.* Проведенные исследования (Артюх и Тюльбашев, 1998) показали, что в первой площадке 7С обзора нет известных пульсаров, но может быть один или несколько новых пульсаров. Данная площадка лишь один раз исследовалась при обзорном поиске долгопериодических ( $P > 0.2^s$ ) пульсаров (Damashek et al., 1978). Обзор имел чувствительность 10 мЯн на частоте 400 МГц. Отметим, что чувствительность пульсарного обзора сильно зависит от меры дисперсии и от соотношения между характерной длительностью импульса и периодом пульсара. В обзоре мерцающих источников пульсар наблюдается как компактный источник с непрерывным излучением. Следовательно, пульсар с интегральной плотностью потока 0.2 Ян на 102 МГц должен быть виден как мерцающий источник, даже если он имеет период 1 мсек и его импульсы занимают большую часть периода. Сравнение пульсарного обзора Damashek et al. (1978), с нашим обзором мерцающих источников показывает, что чувствительности обзоров сравнимы. Так, пульсар с потоком 10 мЯн на 400 МГц будет иметь поток 0.1 Ян при спектральном индексе  $\alpha = 1.5$  и 0.3 Ян при спектральном индексе  $\alpha = 2.5$  на частоте 100 МГц. Как упоминалось выше, типичные плотности потоков неотожествленных источников меньше, чем 0.4 Ян. В связи с этим была предпринята попытка поиска пульсаров с тем, чтобы прямыми наблюдениями оценить их возможный вклад в обзор мерцающих источников. В Таблице 3.3 даны источники, которые исследовались как кандидаты в пульсары. Из каталога мерцающих источников Артюх и Тюльбашев (1996б), были выбраны источники неотожествленные в других каталогах, либо имеющие спектры, присущие спектрам пульсаров. В первой



колонке дано название источника, соответствующее названию в каталоге мерцающих источников (Приложение А.2 настоящей работы). Во второй колонке приведена плотность потока источника на 102 МГц. В третьей колонке — оценка спектрального индекса между частотой 151 МГц и 102 МГц в предположении, что компактность источников — единица. Если отождествления не было, давалась нижняя оценка  $\alpha$ , причем предполагалось, что  $S_{151} = 0.2$  Ян. В четвертой колонке даны примечания. Буква А означает, что источник был на краю исследуемой площадки и поэтому его координата и поток могли быть определены с ошибками. Буквы В,В указывают на то, что нижняя оценка  $\alpha$  между частотами 151 МГц (McGilchrist et al., 1990) и 365 МГц/408 МГц (Техасский/Болонский каталоги: Douglas et al. (1996); Ficcarra et al. (1985)) больше соответственно 1 или 2. Отдельно отметим источник 0604+4956, который имеет плотность потока 0.47 Ян (7С) и отсутствует в других рассмотренных в этом параграфе каталогах ( $\alpha_{151-365} \simeq 2$ ). В пятой колонке указано сколько дней источник наблюдался в "секундном" режиме. Наконец в шестой колонке указано сколько дней источник наблюдался в "миллисекундном" режиме.

Наблюдения проводились на двух приемниках, предназначенных для пульсарных наблюдений. Первый — АС-32, с полосой одного канала, равной 5 кГц. В связи с тяжелой помеховой обстановкой на БСА ФИАН, мы могли использовать не более 16 каналов, то есть работать в полосе  $< 100$  кГц, которая узка для поисковых работ. Наблюдения на данном приемнике проводились с ноября 1996 года по март 1997 года. Последняя серия наблюдений, была проведена в мае 1999 года (после того, как БСА ФИАН была переведена на частоту 111 МГц). Наблюдения проводились на широкополосном анализаторе спектра АС-128 с полосой одного канала равной 20 кГц. Было задействовано 32 канала приемника, т.е. общая полоса приема была равна 640 кГц.

Наблюдения источников проводились в разных режимах: на АС-32 с постоянными времени 0.3072 мс, 2.56 мс, 5.12 мс (в 16 каналах); на АС-128 с постоянными времени 5.12 мс и 20.48 мс (в 16 и 32 каналах).

Основа поисковой программы — построение спектра мощности, его визуальный контроль, а также автоматический поиск пиков в спектре мощности, превышающих уровень  $7\sigma$ . В режиме поиска проводились также контрольные записи известных пульсаров. На рис.3.4 показан спектр мощности сильного пульсара PSR0823+26. Видно большое количество гармоник. Период пульсара, определенный по спектру мощности  $P=0.52979$  сек, а истинный период  $P_{real}=0.53066$  сек. Т.о., для сильного пульсара ошибка в периоде не превышает 0.2%. На рис.3.5 приведен спектр мощности слабого пульсара PSR0919+06. Лишь основная гармоника пульсара имеет уровень  $7\sigma$ . Период пульсара, определенный по этой гармонике  $P=0.4207$  сек, тогда как  $P_{real}=0.4306$  сек.

Таблица 3.3: Кандидаты в пульсары

Название источника	$S_{102}(\text{Ян})$	оценка $\alpha$	примечания	наблюдения в сек. режиме дни	наблюдения в мсек режиме дни
0545+4423	0.26	$\geq 0.7$	A	6	3
0546+4246	0.39	$\geq 1.7$	A	4	3
0546+4222	0.26	$\geq 0.7$	A	4	3
0553+4336	0.37	1.3		5	3
0555+4503	0.27	$\sim 0$	B	5	3
0555+4849	0.2	$\sim 0$		7	3
0602+4526	0.56	$\geq 2.6$		7	3
0604+4850	0.19	$\sim 0$		3	3
0604+4116	0.18	$\sim 0$		3	2
0604+4956	0.2	-2.2		6	2
0606+3940	0.8	$\geq 3.5$	A	1	1
0608+3954	0.59	1.2		5	3
0609+4327	0.41	1.7		5	3
0610+4510	0.53	-0.29	B	4	3
0612+4851	0.2	$\sim 0$		4	3
0614+5006	0.27	0.9		9	3
0622+4612	0.19	$\sim 0$		9	3
0638+4839	0.19	$\sim 0$		6	3
0639+4506	0.13	$\sim 0$		7	3
0643+4346	0.19	$\sim 0$		10	3
0648+4024	0.26	$\geq 0.7$		9	3
0653+4038	0.47	1.6		10	4
0657+4441	0.33	$\geq 1.3$		6	4
0658+4941	0.3	$\sim 0$		6	2
0704+3950	0.5	1.4		10	3
0708+4828	0.27	-1.4	B	9	5

Т.о., для слабого пульсара точность определения периода лучше чем 2.5%. Так как интегральный поток от слабого пульсара сравним с интегральным потоком слабейшего из наблюдавшихся источников, то можно ожидать, что возможные спектральные линии, соответствующие перио-

дам пульсаров будут легко зарегистрированы в спектрах мощности.

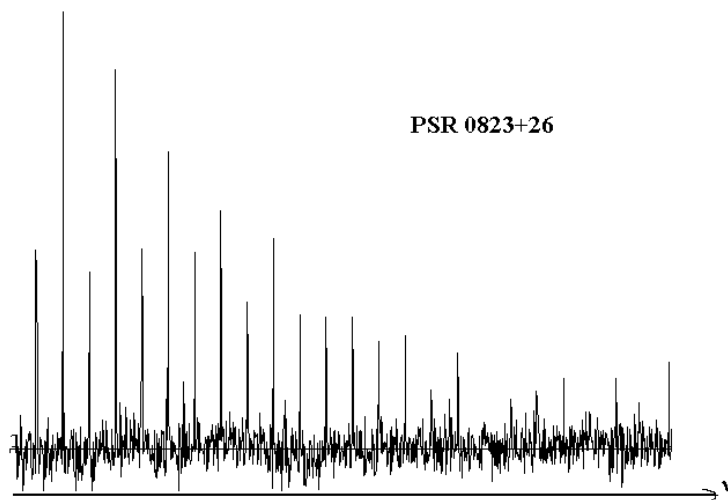


Рис. 3.4: Спектр мощности сильного пульсара PSR 0823+26. Рисунок взят из работы Тюльбашев и Малов (2000).

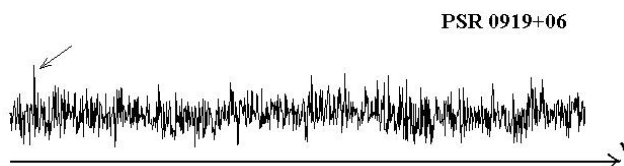


Рис. 3.5: Спектр мощности слабого пульсара PSR 0919+06. Рисунок взят из работы Тюльбашев и Малов (2000).

Ни одного пульсара не было обнаружено. Следовательно, вклад пульсаров с периодами  $> 10$  мсек в обзор мерцающих источников отсутствует.

*Новая популяция или "старые знакомые"*. Т.о., мы имеем дело с популяцией очень компактных слабых радиоисточников с крутыми спектрами компактных (мерцающих) компонент. Источник с плотностью потока компактной компоненты  $0.25$  Ян (типичный поток компактной компоненты неотжествленного источника) должен иметь в среднем интегральную плотность потока  $0.6$  Ян (при типичной компактности  $0.4$  (Тюльбашев, 1997)). Следовательно, при полноте  $7\sigma$  обзора  $0.2$  Ян (McGilchrist et al., 1990) нижняя оценка спектрального индекса такого источника  $\alpha \geq 3.5$ . С другой стороны, если компактность слабых ( $S_{102} \sim 0.2$  Ян) неотжествленных источников равна единице, то спектральный индекс будет равен  $0.7$ . Согласно ранее проведенному исследованию (Тюльбашев, 1997) интегральные спектры отождествленных мерцающих радиоисточников являются крутыми  $\bar{\alpha} = 0.84$ . В этой же работе показано, что спектры

компактных компонент большей части исследуемых радиоисточников также крутые  $\bar{\alpha} > 0.5$  (у 60% отождествленных радиоисточников). Также отмечалось, что в среднем с уменьшением интегральной плотности потока отождествленных источников их компактность растет. На рис.3.6 построена зависимость компактности радиоисточника от интегральной плотности потока. В эту зависимость включены оценки компактности отождествленных мерцающих источников, а также нижние оценки компактности неотожествленных источников из Тюльбашев (1997) (см. также Приложение А.3). Всего в зависимости использовано 102 оценки компактности. Заметны широкие разбросы отклонений компактности от средней на данных плотностях потоков. По-видимому, это связано с тем, что АЯГ рождались в разные космологические эпохи, поэтому одним и тем же плотностям потоков соответствуют ядра на разных стадиях их галактической эволюции и, следовательно, имеющие разную компактность. Интересно, что центральные точки довольно хорошо ложатся на плавную растущую прямую, показывающую, что компактность стабильно растет с уменьшением плотности потока. Можно экстраполировать, что на очень малых плотностях потоков ( $S_{102} \sim 0.01$  Ян) подавляющая часть наблюдаемых методом межпланетных мерцаний радиоисточников будут иметь  $R=1$ . Такие источники должны быть предельно далекими и должны соответствовать первоначальной эпохе рождения АЯГ в радиодиапазоне. Исходя из формулы фотометрического расстояния до объекта и известных красных смещений, можно сделать очень грубую оценку расстояний таких предельно далеких источников. Полагая  $q_0 = 1/2$ , получим  $z \sim 20 \pm 10$ . Наиболее вероятно, что слабые мерцающие источники могут быть либо молодыми радиогалактиками, которые пока не вышли за пределы родительской галактики (и поэтому их угловые размеры малы), либо квазарами. Однако, как уже показано в предыдущем параграфе, вероятнее всего — это квазары (Тюльбашев, 1997). Судя по всему, оптические отождествления слабых ( $S \sim 0.01$  Ян) радиоисточников с малыми угловыми размерами ( $\theta \sim 0.1''$ ) и высокой компактностью ( $R \sim 1$ ) на низких частотах могут выявить эпоху радиорождения первых квазаров.

Введение нового класса источников природа которых пока неизвестна, может быть альтернативным объяснением слабых неотожествленных мерцающих источников. Эти источники либо имеют очень высокую компактность ( $R \sim 1$ ), либо очень крутые интегральные спектры ( $\alpha > 1.5-2$ ), либо какие-то промежуточные характеристики. Возможность появления нового класса радиоисточников не исключена. Вспомним, например, как в 1982 году появился класс компактных источников с крутыми спектрами Karahi (1981), Peacock and Wall (1982). Нам, однако, такое объяснение кажется менее убедительным, чем обоснованное выше.

*Неполнота 7С обзора.* Согласно McGilchrist et al. (1990) полнота 7С-обзора находится на уровне плотностей потоков около 0.2 Ян. Следовательно, источники из нашего обзора, име-

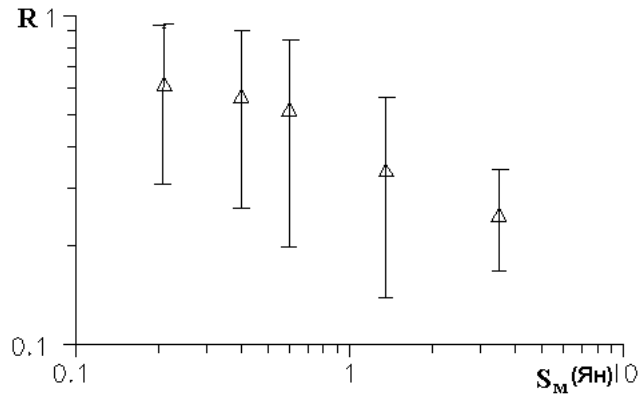


Рис. 3.6: Зависимость компактности радиоисточника от его плотности потока для выборки мерцающих источников из Таблицы А.3. Рисунок взят из работы Тюльбашев и Малов (2000).

ющего полноту около 0.4 Ян, должны легко отождествиться в 7С каталоге. Поэтому, отсутствие отождествлений может говорить о существенной неполноте 7С обзора на декларируемом уровне плотности потока 0.2 Ян. Действительно, в нашем обзоре первой и второй площадок 7С обзора ряд мерцающих источников, которые заведомо попадали в исследуемую площадку, не были отождествлены в 7С каталоге, но отождествились в менее чувствительном 6С-обзоре (Hales et al., 1993). Таких источников было 8 в двух площадках. Самый яркий пример источник В1045+353 (Артюх и Тюльбашев, 1998), который имел 2 Ян в мерцающей компоненте на 102 МГц, интегральную плотность потока 3 Ян на 151 МГц в 6С каталоге и отсутствовал в 7С каталоге. С учетом того, что мерцает меньше 10% источников 7С обзора, легко оценить, что могло быть утеряно по крайней мере 2% источников в 7С обзоре на плотностях потока  $S_{151} \geq 0.2$  Ян. На наш взгляд, это вполне допустимое расхождение между модельными расчетами и реальными наблюдениями. Однако, если *все* неотожествленные источники утеряны в 7С обзоре из-за его неполноты, то это приведет к тому, что 10-15% источников с  $S_{151} \geq 0.2$  Ян в 7С обзоре будут отсутствовать. Такие существенные потери привели бы к очень заметному искажению кривой подсчета у McGilchrist et al. (1990) на плотностях потоков 0.2-0.6 Ян. Этого не наблюдается. Следовательно, неполнота 7С обзора не может объяснить большого количества неотожествленных источников.

*Эффект путаницы.* Эффект путаницы (confusion) мерцающих источников тоже может объяснить появление неотожествленных источников. Действительно, вместо двух и более слабых

и относительно близких по координатам источников находящихся в площадке 7С обзора может наблюдаться один слабый мерцающий источник. Эта ситуация вполне реальна, так как в процессе отождествления оказалось, что существенная доля ( $\simeq 20\%$ ) мерцающих источников имеет неоднозначное отождествление. Некоторым мерцающим источникам в первой площадке 7С обзора можно поставить в соответствие до четырех 7С источников.

В работе Артюх и Шишов (1982) было получено выражение для функции распределения дисперсий флуктуаций плотностей потоков мерцающих радиоисточников, то есть получена функция распределения эффекта путаницы мерцающих источников. Эта функция распределения сильно отличается от гаусовской и, в частности, у нее не существует второго момента. Поэтому Артюх и Шишов (1982) предложили в качестве количественной меры этого эффекта пользоваться медианным значением функции распределения. Специально проведенные наблюдения на радиотелескопе БСА ФИАН позволили получить оценку медианы, она равна  $\leq 0.12$  Ян. Тем самым, плотность потока 0.12 Ян является той границей, на которой происходит перекачка слабых мерцающих источников в более сильные. Количественной теории влияния эффекта путаницы мерцающих источников на подсчет мерцающих источников не существует. Но качественно ясно, что этот эффект должен привести к некоторому уплощению подсчета мерцающих источников при  $S > 0.12$  Ян и к укрупнению подсчета источников при  $S < 0.12$  Ян. Как будет показано в следующем параграфе наблюдается укрупнение подсчета мерцающих источников при  $0.2 < S < 0.5$  Ян, а оно не может быть вызвано эффектом путаницы.

Конечно, нельзя исключить единичные случаи проявления эффекта.

В этом же пункте уместно сказать и о возможности неправильного определения координат у неотожествленных источников. Отождествления проводились в площадке  $\pm 15'$  от полученной координаты мерцающего источника. Если наша координата была определена с бóльшей ошибкой, то отождествления не будет. Это, однако, маловероятно по двум причинам. Во-первых, подавляющая часть отождествленных источников имеет координаты, отличные от координат 7С обзора не больше, чем на  $5-7'$  и нет оснований полагать, что точность координат может быть существенно хуже для каких-то источников. Во-вторых, для большей уверенности в результатах и исключения такого рода ошибок, наблюдения на одном и том же склонении проводились 3-5 раз, что позволяет нам быть уверенными в своих координатах.

### 3.4 Анализ кривой подсчета

Итак, в полученной кривой подсчета можно выделить два куска. Первый кусок — это часть кривой подсчета от 3.5 до 0.6 Ян. Она параллельна оси абсцисс и соответствует Эвклидовой вселенной. На плотностях потока ниже 0.6 Ян наблюдается резкое относительное сокращение наблюдаемых источников.

Обзор мерцающих источников на частоте 102 МГц выполнен с большой чувствительностью, однако в небольшой площадке неба, тогда как кембриджские наблюдения (Readhead and Hewish, 1974; Purvis et al., 1987) на частоте 81.5 МГц относятся ко всему северному небу, но чувствительность их наблюдений позволяла гарантировать полноту обзора лишь для сильных радиоисточников с плотностями потока больше 2 Ян. Следовательно, имеется возможность продлить кривую подсчета в область больших плотностей потоков.

Для подсчета источников на частоте 81.5 МГц из обзора на 81.5 МГц были исключены области вблизи плоскости Галактики, так как нас интересуют внегалактические источники, и полярная область ( $\delta > 52^\circ$ ), где источники слабо мерцают из-за больших солнечных элонгаций, что уменьшает чувствительность наблюдений. Кроме того, были исключены источники близкие к экватору ( $\delta < 10^\circ$ ), так как на низких углах кембриджская антенна имеет низкую эффективную площадь. Результаты прямого подсчета приведены в таблице 3.4 (первая половина таблицы). Данный подсчет был нормирован на подсчет источников в Эвклидовой вселенной, таким же образом как в параграфе 3.2.1 (см. таблицу 3.1) ( $\Delta N_e = 401[(S_1)^{-1.5} - (S_2)^{-1.5}]$ ). Из таблицы видно, что данный подсчет дает завышенные величины по сравнению с нашим подсчетом таблица 3.1 из параграфа 3.2.1 и большой разброс точек. На наш взгляд, это связано с тем, что методика измерения угловых размеров мерцающих источников, использованная в работах Readhead and Hewish (1974) и Purvis et al. (1987), дает большие погрешности (в основном завышения) оценок угловых размеров компактных источников особенно для слабых радиоисточников. Вследствие этого возникают большие погрешности (завышения) оценок плотностей потоков компактных источников, что как было показано в предыдущих параграфах, должно приводить к подъему кривой подсчета. На наш взгляд именно этот эффект вызвал завышение подсчета мерцающих источников на частоте 81.5 МГц. Поэтому мы переобработали данные каталога мерцающих источников на 81.5 МГц предполагая, что угловые размеры большинства мерцающих источников и на частоте 81.5 МГц равны  $0.1''$  как в наших наблюдениях, а спектральный индекс между частотами 81.5 МГц и 102 МГц равен 0.9. Поскольку при переходе с частоты 102 МГц на частоту 81.5 МГц распределение яркости по источнику практически не изменится, а угол межзвездного рассеяния увеличится всего до  $0.06''$ , то это предположение

Таблица 3.4: Подсчет мерцающих радиоисточников на 81.5 МГц.

$S$	$\langle S \rangle$	Прямой подсчет				Подсчет, если $\theta = 0.1''$			
		$n$	$\Delta N$	$dN/dS$	$dN/dN_e$	$n$	$\Delta N$	$dN/dS$	$dN/dN_e$
1	1.5	45	30	30	0.12	321	214	214	0.82
2	3.5	432	288	96	2.72	179	119	39.7	1.12
5	6	56	37.3	18.6	2.63	17	11	5.7	0.80
7	8.5	31	20.7	7	2.3	8	5	1.8	0.59
10	15	22	14.7	0.15	1.79	5	3	0.33	0.41
20									

вполне разумно. При этом оба обзора и на частоте 102 МГц и 81.5 МГц будут обработаны единым образом, что существенно при их сопоставлении. Результаты нового подсчета, нормированного на тот же самый подсчет в Эвклидовой вселенной, приведены в правой половине таблицы 3.4.

На рис.3.7 приведены подсчеты мерцающих источников на двух частотах 102 МГц и 81.5 МГц. Оба подсчета сделаны по единой схеме и имеют одинаковую нормировку. Видно, что подсчеты довольно хорошо стыкуются между собой. В области пересечения подсчетов наша крайняя точка ( $2 < S < 5$  Ян) занижена, но здесь у нас бедная статистика: на эту колонку приходится 11 источников. Крайняя точка кембриджского подсчета ( $1 < S < 2$  Ян) тоже занижена, хотя здесь хорошая статистика, на эту колонку приходится 321 источник. Как уже отмечалось, обзор мерцающих источников на 81.5 МГц не является самостоятельным. В нем наблюдались радиоисточники из 4С обзора, полного до  $S = 2$  Ян на частоте 178 МГц. При среднем спектральном индексе  $\alpha = 0.9$  на частоте 81.5 МГц полноту следует ожидать для  $S > 3$  Ян. Поэтому крайняя точка подсчета ( $1 < S < 2$  Ян) является заниженной из-за неполноты обзора на этих плотностях потока. С учетом этих замечаний, стыковка двух подсчетов мерцающих источников является вполне удовлетворительной.

Как видно из рис.3.7 подсчет компактных радиоисточников имеет завал не только в области



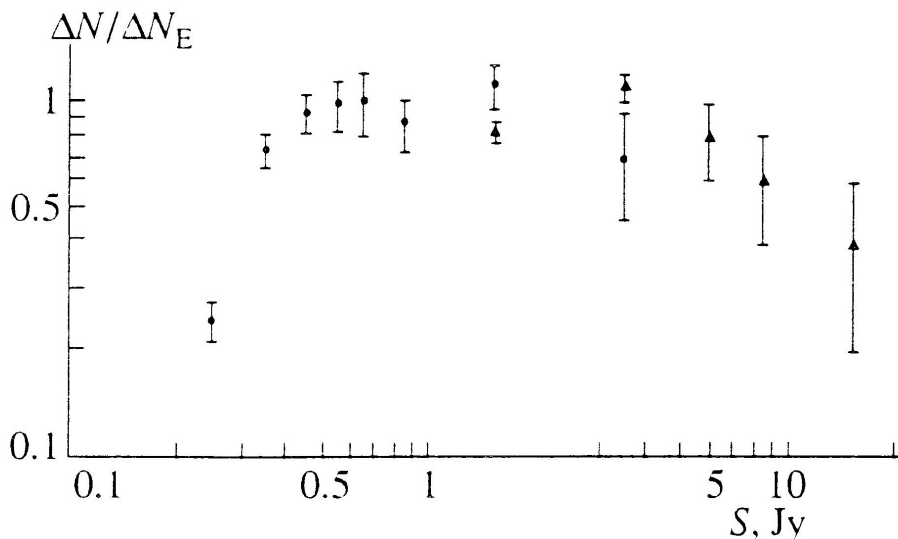


Рис. 3.7: Подсчеты радиоисточников. Обзор на 102 МГц обозначен закрашенными кружками, а обзор на 81.5 МГц обозначен треугольниками. Рисунок взят из работы Артюх и Тюльбашев (1998б).

слабых плотностей потока, но и в области больших плотностей потока хотя и менее крутой, чем в области малых плотностей потока.

Если первый завал подсчета компактных радиоисточников вероятнее всего связан с рождением квазаров и началом эпохи квазаров, то завал подсчета мерцающих источников в области больших плотностей потоков на наш взгляд связан с концом эпохи квазаров. Он отражает окончание эпохи квазаров и отсутствие квазаров вблизи нас. Таким образом, форма кривой подсчета компактных радиоисточников на метровых волнах и в области малых и в области больших плотностей потоков определяется характером космологической эволюции квазаров.

Скорость рождения радиоисточников должна отражаться на форме зависимости их плотности от космического времени и, тем самым, на крутизне завала подсчета радиоисточников. Более крутой завал подсчета мерцающих источников, по сравнению с крутизной завала подсчета протяженных источников, указывает на более высокую скорость рождения компактных радиоисточников в ходе их космологической эволюции.

### 3.5 Обсуждение результатов

Сразу же после открытия квазаров они стали эффективным инструментом исследования ранней Вселенной, так как благодаря очень высокой яркости их можно наблюдать на самых далеких расстояниях. Измерения красных смещений квазаров показали, что их функция светимости

сильно эволюционирует как у квазаров имеющих радиоизлучение (Schmidt, 1968), так и у радиоспокойных (Schmidt, 1970). Появление глубоких оптических обзоров квазаров позволило детально изучить особенности этих функций светимости. Было установлено, что сопутствующая плотность квазаров сильно возрастает до красных смещений  $z \simeq 2$  (см. обзор Green (1989)).

Анализируя красные смещения радиоисточников из 3С, 4С и Паркского каталогов, Sandage (1972) обратил внимание на отсутствие объектов с большими  $z$  и ввел термин "обрыв красных смещений" (redshift cut-off), который широко используется в литературе. Потребовалось свыше десяти лет, чтобы убедиться в том, что это не связано с эффектами селекции наблюдений. По видимому, Osmer (1982) был первым, кто осознал значимость безуспешных поисков квазаров с большими  $z$ . Он привел доказательства уменьшения плотности квазаров с  $z > 3.5$  по сравнению с их плотностью на  $z = 2$ . Проведенные затем обширные наблюдения многими авторами с привлечением новых методик подтвердили, что плотность квазаров достигает максимума при  $z = 2 - 3$  и убывает при больших  $z$  (см. обзор Shaver (1995)).

Было высказано предположение, что данный эффект возможно является просто видимым: далекие квазары существуют, но их оптическое излучение поглощается пылью галактик, находящихся на луче зрения Ostriker and Heisler (1984). Несмотря на то, что влияние пыли рассматривали разные авторы (Shaver, 1995), окончательно ее роль осталась невыясненной. Поэтому особое значение приобрели выборки квазаров имеющих радиоизлучение. Хотя только  $\leq 10\%$  квазаров являются радиоисточниками (Sandage, 1965), но зато их радиоизлучение не поглощается пылью промежуточных галактик и поэтому радиовыборки можно считать полными. Учитывая однородность радиокаталогов и высокую точность измерений координат источников (у некоторых до  $1''$ ), радиовыборки являются более предпочтительными при поиске квазаров с большими красными смещениями. Конечно, полноту выборки галактик можно обеспечить и по другим признакам. Например по рентгеновскому излучению, которое не поглощается пылью, или по инфракрасному излучению, но эти обзоры имеют меньшую относительную чувствительность и меньшую точность измерения координат по сравнению с радиообзорами.

Наблюдения радиогалактик низкой светимости показали, что их сопутствующая плотность уменьшается при  $z > 1$  (Windhorst, 1984). Анализ красных смещений квазаров с плоскими радиоспектрами ( $\alpha < 0.5$ ,  $S \sim \nu^{-\alpha}$ ) показал, что их плотность уменьшается при  $z > 2$  (Peacock, 1985). Аналогичные исследования радиогалактик, а также квазаров с плоскими и крутыми спектрами ( $\alpha > 0.5$ ) были проведены в работе Dunlop and Peacock (1990). В работе было рассмотрено 524 радиоисточника с плотностями потока больше 0.1 Ян на частоте 2.7 ГГц. Из них 171 — с плоскими спектрами и 353 — с крутыми. Отождествления показали, что первые в основном являются квазарами, а вторые — радиогалактиками. Был подтвержден результат

работы Peacock (1985) и кроме того показано, что плотность радиоисточников с крутыми спектрами тоже уменьшается с увеличением красных смещений при  $z > 2$ , но с меньшей скоростью, чем уменьшение плотности источников с плоскими спектрами. Правда, по мнению авторов, последний результат требует подтверждения.

Поиск далеких галактик с большими  $z$  проводится и в работе Parijskij et al. (1996). Для оптических отождествлений авторы этой работы выбрали радиогалактики с крутыми спектрами из глубокого обзора, выполненного на радиотелескопе РАТАН-600. С целью получения более однородной выборки авторы ввели ряд дополнительных ограничений на радиоисточники.

Поиск предельно далеких квазаров, опираясь на радиовыборку, был проведен в работе Shaver et al. (1996). Оптические отождествления и измерения красных смещений 896 радиоисточников с плоскими спектрами из Паркского каталога с плотностью потока больше  $0.25 \text{ Ян}$  на частоте  $2.7 \text{ ГГц}$  позволили найти квазар с  $z = 4.46$ . Авторы отмечают, что подавляющее большинство радиоисточников с плоскими спектрами являются квазарами. Была получена верхняя оценка плотности источников при  $5 < z < 7$ , подтверждающая уменьшение плотности квазаров на больших красных смещениях.

Уменьшение плотности квазаров с увеличением красных смещений связано с их рождением в ходе космологической эволюции. Зависимость плотности квазаров от космического времени, отсчитываемого с момента Большого Взрыва, является очень узкой функцией (в космологических масштабах). Практически вся она локализована в интервале  $(1-4) \times 10^9$  лет, что позволяет говорить об эпохе квазаров (Shaver, 1995). Наблюдения показывают, что плотность ультрафиолетового фона также имеет максимум при  $z \simeq 3$  и, скорее всего, это связано с рождением активных галактик всех классов, а не только квазаров (Madau, 1992; Loeb and Eisenstein, 1995). Очень быстрое, синхронное рождение квазаров во всей Вселенной иногда называют "взрывной эволюцией" квазаров.

Все перечисленные результаты имеют большое значение для понимания природы галактик и накладывают сильные ограничения на теории происхождения галактик. Заметное уменьшение пространственной плотности квазаров и других активных галактик на больших расстояниях, соответствующих  $z > 3$ , должно привести к уменьшению плотности слабых радиоисточников. Это наблюдается на всех радиочастотах в виде завалов подсчетов радиоисточников в области слабых плотностей потоков. Хотя наблюдения, выполненные на частоте  $1.4 \text{ ГГц}$  (Windhorst et al., 1984a), обнаружили уплощение кривой подсчета радиоисточников при плотностях потока ( $\sim 0.1-1$ ) мЯн, но оказалось, что это связано с популяцией сравнительно близких к нам ( $z \sim 1$ ) голубых галактик. Еще одного локального максимума в подсчете источников следует ожидать

при более слабых плотностях потоков, когда чувствительность радиотелескопов позволит регистрировать тепловое радиоизлучение нормальных галактик. Тем не менее, с учетом этих особенностей, можно ожидать, что монотонное убывание кривых подсчета радиоисточников отражает характер их космологической эволюции.

### 3.6 Выводы

В ходе обзора двух площадок (общая площадь 0.144 стерадиана ( $\simeq 500$  кв.град.) было зарегистрировано 389 мерцающих радиоисточников. Больше чем у 90% из них компактные компоненты ранее не обнаруживались.

Проведен анализ интегральных спектров радиоисточников из первой площадки обзора мерцающих источников на 102 МГц. Сделана идентификация компактных ( $< 1''$ ) радиоисточников с радиоисточниками в наиболее чувствительных каталогах известных на сегодняшний день. Анализ спектров показал, что компактные источники должны иметь крутой ( $\alpha > 0.5$ ) спектр. Чем слабее компактные источники, тем выше их компактность. Компактный источник, локализованный в ядре протяженного объекта, имеет в среднем меньший спектральный индекс, чем спектральный индекс интегральной компоненты. Более слабые источники имеют в среднем бóльшую компактность. Чем выше компактность радиоисточника, тем меньший в среднем спектральный индекс имеет интегральный спектр. Наиболее вероятными кандидатами на оптическое отождествление компактных радиоисточников из обзора мерцающих источников являются квазары, имеющие крутой ( $\alpha > 0.5$ ) спектр компактной компоненты.

Сделан также анализ возможных причин, которые могли бы объяснить появление большого количества мерцающих источников ( $\simeq 20\%$  всех наблюдавшихся в обзоре источников), неотожествленных с источниками в более чувствительных обзорах.

Рассмотрение кандидатов на отождествление со слабыми мерцающими радиоисточниками, наблюдавшимися в обзоре мерцающих источников, дало два основных результата. Во-первых, подробное исследование разных типов объектов, наблюдавшихся ранее методом межпланетных мерцаний показало, что слабые мерцающие радиоисточники, как и сильные мерцающие радиоисточники в подавляющем большинстве должны быть радиогалактиками, сейфертовскими галактиками, квазарами и лацертидами. Во-вторых, совпадение средней компактности и ее среднеквадратичных разбросов для квазаров, исследованных методом мерцаний и средней компактности со среднеквадратичными разбросами для слабых мерцающих источников из обзора, дает указание на то, что бóльшая часть наблюдавшихся в обзоре источников может являться

кварами.

Последующее оптическое отождествление источников из обзора, проведенное на 6-метровом зеркале БТА (Korylov et al., 2004), подтвердило эти ранние выводы. Большая часть отождествленных в оптике источников обзора оказались квазарами, меньшая часть радиогалактиками. Среднее красное смещение квазаров оказалось около 1.5, а у радиогалактик около 0.8.

С учетом экстраполяции зависимости компактность радиоисточников от их плотности потока можно ожидать, что на плотностях потоков от компактного радиоисточника  $\sim 0.01$  Ян на частоте наблюдений 102 МГц будет приходиться эпоха радиорождения первых квазаров.

Дифференциальный подсчет компактных (мерцающих) радиоисточников, нормированный на подсчет источников в Эвклидовой вселенной показал, что при  $S_{102} \leq 0.6$  Ян имеется крутой завал кривой подсчета компактных источников, значительно более крутой, чем завал подсчета протяженных (немерцающих) радиоисточников из тех же площадок.

Рассмотрены возможные явления, которые могли бы изменить наклон кривой подсчета в области малых плотностей потоков. Это эффект путаницы мерцающих радиоисточников, поглощение и рассеяние радиоизлучения, погрешности измерений, эффект гравитационного линзирования, геометрические эффекты. Оказалось, что ряд эффектов могут вызывать как дополнительное укрупнение, так и уплощение кривой подсчета в области малых плотностей потоков. Однако величина этого укрупнения или уплощения слишком мала для того, чтобы объяснить поведение кривой подсчета.

Таким образом показано, что единственной причиной обнаруженного расхождения подсчетов компактных и протяженных радиоисточников является различие характеров их космологической эволюции. Более высокая скорость рождения компактных радиоисточников, должна приводить к более крутому завалу подсчета мерцающих источников, по сравнению с подсчетом протяженных (немерцающих) радиоисточников.

Поскольку большую часть мерцающих источников представляют квазары с крутыми спектрами, а немерцающие (протяженные) источники, по-видимому, в основном являются радиогалактиками, то, следовательно, обнаруженная особенность подсчета мерцающих источников связана с более высокой скоростью рождения квазаров по сравнению со скоростью рождения радиогалактик в ходе их космологической эволюции.

Была проведена также специальная работа по исследованию поведения кривой подсчета в области больших плотностей потоков. Так как наш обзор проходил в площадке 500 кв.град., то общее количество относительно сильных источников было невелико. Привлекая данные обзора мерцающих источников на частоте 81.5 МГц, удалось построить кривую подсчета в области

больших плотностей потоков. Оказалось, что она также имеет завал, хотя и менее крутой, чем в области малых плотностей потоков. Мы полагаем, что завал подсчета мерцающих радиоисточников в области больших плотностей потоков вызван отсутствием квазаров вблизи нас, что связано с окончанием эпохи квазаров при  $t \sim 4 \times 10^9$  лет. Таким образом, вся кривая подсчета мерцающих радиоисточников и в области больших и в области малых плотностей потоков отражает характер космологической эволюции квазаров.

Наши наблюдения проходили в 1993-1995гг. Первая статья с обнаружением эффекта крутого завала в кривой подсчета была опубликована в 1996г (Артюх и Тюльбашев, 1996б). Аналогичные результаты были получены по исследованиям сопутствующей плотности квазаров (Shaver, 1995; Shaver et al., 1996).

## Глава 4

# Оценки некоторых физических параметров компактных источников

Низкочастотный завал в спектре может быть вызван рядом причин: тепловое поглощение, синхротронное самопоглощение, завал Разина-Цитовича, обрыв энергетического спектра релятивистских электронов. Все указанные причины низкочастотного завала в рамках определенных моделей рассмотрены в литературе (см., например, справочник Ленг (1978) и ссылки в нем). Поэтому нет необходимости подробно рассматривать их здесь. Остановимся лишь кратко на двух из них, что активно использовались в наших оригинальных работах для оценки физических параметров в компактных компонентах АЯГ в рамках тех или иных моделей.

*Тепловое поглощение.* Тепловое поглощение излучения может быть связано с поглощением на экране, когда излучение (синхротронное) рождается в одном месте и "по дороге" проходя через тепловую плазму поглощается. В этом случае ожидается резкий завал спектра ( $e^{-\tau}$ ,  $\tau = \nu^{-2.1}$ , где  $\tau$  оптическая толщина, а  $\nu$  частота наблюдений). Может быть также случай, когда тепловая плазма находится в том же месте, где образовалось синхротронное излучение. При этом температура нерелятивистской плазмы  $\sim 10^4$  К. Коэффициент излучения определяется синхротронным механизмом, а коэффициент поглощения тепловой плазмой (подробнее см. в справочнике Ленга (1978)).

*Синхротронное самопоглощение излучения.* Завал в спектре из-за синхротронного самопоглощения излучения в компактных внегалактических радиоисточниках является наиболее вероятным (см. анализ в диссертации Артюх (1991)). В зависимости от имеющихся наблюдательных данных можно использовать разные способы оценки физических параметров.

Согласно формулам приведенным в первой главе справочника Ленга (Ленг, 1978), можно

сделать оценку величины магнитного поля при предположении сферического источника с однородным распределением магнитного поля и релятивистских частиц. При этом, предполагая, что существует равнораспределение между энергиями магнитного поля и релятивистских частиц, можно оценить плотность релятивистской плазмы. Условие равнораспределения энергий довольно жесткое. В компактных внегалактических радиоисточниках (что практически синонимично АЯГ), идут бурные процессы на временных масштабах от часов до лет. Мощность выбросов релятивистской плазмы связана со степенью аккреции вещества на черную дыру (или другое сверхмассивное компактное тело) и никак не связана с величиной напряженности магнитного поля. Следовательно и условие равнораспределения энергии магнитного поля и частиц может нарушаться.

Появились работы, авторы которых отказались от условия равнораспределения энергий (Marscher, 1983; Marscher, 1987; Артюх, 1988). Основой работы служила формула Слыша (Sligh, 1963), которая для случая синхротронного самопоглощения излучения, наблюдаемого в спектре компактного радиоисточника, связала вместе угловые размеры источника, частоту максимума в спектре, наблюдаемую плотность потока от источника и его красное смещение. Согласно работам Артюха и Marscher, при решении уравнений переноса излучения можно получить аналитическое решение в виде системы двух уравнений. С помощью первого уравнения в этой системе можно дать оценку напряженности магнитного поля. Подставляя эту оценку во второе уравнение системы, можно дать оценку плотности релятивистской плазмы.

Заметим, что подавляющая часть всех сделанных в мире оценок напряженности магнитного поля в компактных компонентах АЯГ были сделаны, фактически исходя из формулы Слыша. При этом в модели источника предполагается, что он сферический, магнитное поле и релятивистские частицы в источнике распределены однородно.

Точность получаемых оценок невысока и составляет порядок величины для поля и два порядка для энергии магнитного поля (Артюх, 1988).

Следующий естественный шаг — отказаться от условий однородности распределения магнитного поля и частиц, и решить уравнение переноса излучения в общем виде. Решение уравнения в аналитическом виде найти не удалось. Задачу удалось решить, лишь используя численное решение уравнений переноса (Артюх и Черников, 2006). Более подробное изложение методики приведено в диссертации Черников (2006) и там же ссылки на ранние попытки решить уравнение переноса в общем виде. Для того, чтобы можно было воспользоваться предложенным способом, необходимо знать точные угловые размеры источника на разных частотах, а также необходимо, чтобы была известна частота, на которой спектральный индекс в области зава-



ла станет равным 2.5. Одним из достоинств методики является то обстоятельство, что плоские спектры однокомпонентных радиоисточников можно объяснить неоднородным распределением магнитных полей. Ранее плоские спектры АЯГ объяснялись, как правило, гипотезой "космической конспирации".

Несмотря на видимое гигантское количество статей по РСДБ наблюдениям АЯГ, до сих пор не найдено ни одного источника, к которому можно было бы применить данную методику в полной мере.

В данной главе на основе большого статистического материала рассмотрен вопрос об адекватности применения методик, основанных на модели сферического источника с однородным и неоднородным распределением магнитного поля и релятивистских частиц.

В основе данной главы лежат следующие публикации: Артюх и др. (1994а); Артюх и др. (1994б), Артюх и др. (1995), Zasov et al. (1997); Артюх и др. (1999); Тюльбашев и Черников (2000); Тюльбашев (2001); Tyul'bashev and Chernikov (2001); Tyul'bashev (2002); Тюльбашев (2003); Тюльбашев и Черников (2004); Тюльбашев (2005); Черников и др. (2006); Tyul'bashev (2007); Artyukh et al. (2008); Артюх и др. (2009); Тюльбашев и Черников (2009); Артюх и др. (2012а); Артюх и др. (2012б); Тюльбашев (2012); Артюх и др. (2013).

## **4.1 Источники с завалами в спектрах. Тепловое поглощение**

Как показано в Главе 2 (см. также Приложение А.1), при исследовании 29 FIR-галактик удалось найти всего один мерцающий радиоисточник да и тот может оказаться случайным совпадением координат FIR-галактики и источника поля. Конечно, это не доказывает отсутствие ядер высокой активности в рассматриваемых галактиках: ведь и среди "обычных" сейфертовских галактик только 10% имеют компактные радиоисточники (Артюх и Ветухновская, 1983). Однако это вполне согласуется с предположением о том, что мощный избыток ИК излучения в FIR- галактиках в большинстве случаев связан со вспышкой звездообразования. Отметим также, что наблюдения ярких спиральных галактик с сильным радиоизлучением показали, что вспышки звездообразования обычно обусловлены не активностью ядер галактик, а гравитационным взаимодействием галактик, входящих в тесные двойные системы (Condon et al., 1982)

Экстраполируя данные высокочастотных наблюдений по Condon et al. (1991) на частоту 102 МГц, мы ожидали надежно зарегистрировать у значительной части галактик мерцания компактных радиоисточников, обнаруженных ранее. Но, как отмечалось выше, мерцания отсут-

ствуют. Это приводит к выводу о том, что спектры ядер имеют завалы на метровых волнах. Для восьми галактик, для которых имеются измерения потока на трех и более частотах. Спектры четырех из восьми FIR галактик показаны на рис.4.1. Это галактики NGC 6240 (B1650+024), UGC 08696 (B1342+561), NGC 2623 (B0835+259), NGC 3628 (B1117+138). На рисунке приведены точки, как относящиеся к компактным источникам, так и полученные по наблюдениям с низким разрешением (последние расположены выше). В большинстве случаев завал спектра компактного источника очевиден (в NGC 5256 (B1336+485) и NGC 6285 (B1657+590) это относится и к интегральному потоку).

Как было показано Артюхом (1988), наиболее вероятной причиной низкочастотных завалов спектров компактных радиоисточников в активных ядрах галактик обычно является синхротронное самопоглощение. Предположим, что в ядрах наблюдавшихся галактик действует именно этот механизм. Тогда несложно оценить величину напряженности магнитных полей в ядрах галактик, где локализованы компактные радиоисточники. Например, в галактике NGC 3690 (B1125+588) угловой размер компактного радиоисточника  $\theta = 0.3'' (L \simeq 80 \text{ пк})$  (Condon et al. 1991), верхняя оценка его плотности потока на 102 МГц ( $S_{102} < 0.6 \text{ Ян}$ ) дает  $H_{\perp} > 1 \text{ Гс}$ , для UGC 08696 (B1342+561)  $\theta = 0.4'' (L \simeq 300 \text{ пк})$ ,  $S < 0.3 \text{ Ян}$  дает  $H_{\perp} > 10 \text{ Гс}$ . Такого же порядка оценки и для других галактик. На наш взгляд, это неправдоподобно сильные магнитные поля на масштабах 10 пк. Поэтому мы считаем синхротронное самопоглощение маловероятным механизмом низкочастотных завалов спектров в FIR- галактиках.

Более вероятной причиной низкочастотных завалов радиоисточников является поглощение радиоизлучения тепловой плазмой. Как видно из рис.4.1, завалы спектров происходят между частотами 0.1 и 1 ГГц. Зная угловые размеры радиоисточников и красные смещения галактик, можно оценить концентрации электронов тепловой плазмы в тех областях галактических ядер, откуда идет радиоизлучение. В таблице 4.1 приведены эти оценки для восьми галактик с известными спектрами. В первой колонке таблицы содержатся названия галактик, во второй — расстояние до них, в третьей — угловые размеры радиоисточников, взятые из работы Condon et al. (1991), в четвертой — соответствующие линейные масштабы радиоисточника, которые можно рассматривать как нижние пределы размеров поглощающих областей радиоизлучения, и в пятой - верхний предел концентрации тепловых электронов.

Для сравнения отметим, что в центре нашей Галактики на масштабе 10 пк  $n_e \simeq 10 \text{ см}^{-3}$ , а на масштабе 100 пк  $n_e \simeq 20 \text{ см}^{-3}$  (Downes and Maxwell, 1966). Таким образом, плотность плазмы в ядрах восьми FIR-галактик не отличается аномально высокими значениями и, по-видимому, близка к плотности плазмы в ядре Галактики.

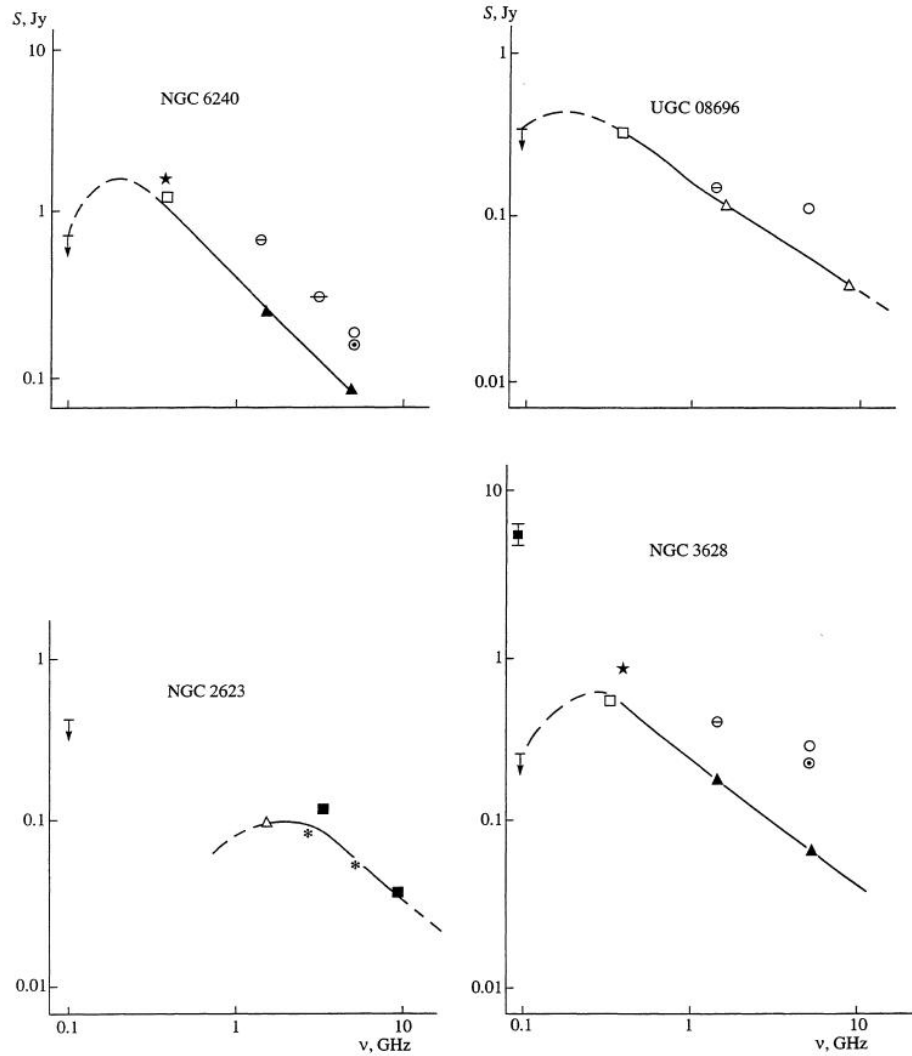


Рис. 4.1: Спектры нескольких FIR-галактик. Стрелкой отмечены верхние пределы плотности потока по наблюдениям на частоте 102 МГц, закрасенным квадратом с указанием ошибок оценка интегральной плотности потока на 102 МГц. Значки на спектрах представляют собой данные взятые из работ: Condon et al. (1991); Douglas (1987); Condon et al. (1982); Condon and Dressel (1978); Condon (1980), White and Becker (1992); Gregory and Condon (1991); Langston and Lawrence (1986); Dixon (1970); Galt and Kennedy (1968); Large et al. (1981); Otrupcek and Wright (1991). Рисунок взят из работы Артюх и др. (1995).

Дальнейшее исследование FIR-галактик показало, что оценки тепловой плазмы см. табл. 4.1 согласуются с оценками полученными из оптических эмиссионных линий в галактиках, область благодаря которой происходит уплощение/завал в спектрах по размерам гораздо больше АЯГ и по-видимому эти области звездообразования находятся в килопарсековом молекулярном диске галактик (детали см. в оригинальной работе Zasov et al. (1997)).

Оценки плотности тепловой плазмы в источниках разных классов были также сделаны нами

Таблица 4.1: Оценка плотности тепловых электронов FIR-галактик.

Название	D (Мпк)	$\theta''$	d (пк)	$n_e$ (см <sup>-3</sup> )
B0835+259(NGC 2623)	76.1	$0.38 \times 0.23$	110	< 111
B1117+138(NGC 3628)	19.0	0.2	20	< 58
B1125+588(NGC 3690)	48.0	$0.38 \times 0.28$	80	< 53
B1336+485(NGC 5256)	115.9	$0.25 \times 0.21$	140	< 22
B1342+561(UGC 08696)	157.3	$0.5 \times 0.29$	307	< 12
B1650+024(NGC 6240)	184.0	0.1	89	< 34
B1657+590(NGC 6285/6)	80.3	0.25	97	< 39
B2300+086(NGC 7469)	66.4	$0.16 \times 0.09$	40	< 75

в ряде работ: Артюх и др. (1999), Тюльбашев и Черников (2000), Tyul'bashev and Chernikov (2001) — CSS источники; Тюльбашев (2001) — слабые GPS источники; Черников и др. (2006) — радиогалактики; Tyul'bashev (2007), Тюльбашев (2009в) — источники излучение которых доминирует центральной компонентой. Однако в этих же работах было показано, что механизм синхротронного самопоглощения для исследуемых радиоисточников более вероятен и поэтому в настоящей диссертации эти оценки не приведены.

## 4.2 Синхротронное самопоглощение. Модель с однородным распределением напряженности магнитного поля и релятивистских частиц

Низкочастотные завалы спектров наблюдаются у источников разных выборок. В частности нами исследовались источники с крутыми спектрами (Артюх и др., 1999; Тюльбашев и Черников, 2000; Tyul'bashev and Chernikov, 2001), слабые источники с пиком спектра на гигагерцах (Тюльбашев, 2001), источники выборки Пирсона-Редхида (Тюльбашев, 2009б), источники большая часть излучения которых определяется ядром (Tyul'bashev, 2007; Тюльбашев, 2009в), источники с быстрой переменностью (Тюльбашев и Черников, 2004), гигантские радиогалактики (Артюх и др., 1994а,б). В части, касающейся оценок физических параметров работы довольно однотипны. Поэтому на примере одной выборки источников покажем типичные шаги при исследовании компактных радиоисточников.

### 4.2.1 Источники с крутыми спектрами

Впервые компактные радиоисточники с крутыми спектрами (CSS источники) были выделены в отдельный класс в работах Karahi (1981), Peacock and Wall (1982). В обзоре ярких радиоисточников проведенном на частоте 2.7 ГГц (Peacock and Wall, 1982) было обнаружено, что  $\sim 30\%$  всех наблюдаемых источников имеют угловые размеры  $< 2''$  и крутые спектры на частотах выше 1 ГГц (до этого считалось, что компактные радиоисточники имеют преимущественно плоские спектры). Линейные размеры этих радиоисточников оказались меньше размеров родительских галактик. Оптические отождествления показали, что, как правило, эти источники являются квазарами и радиогалактиками.

Результаты, представленные в Главе 3 говорят о том, что на метровых волнах компактные (мерцающие) источники с угловыми размерами  $< 1''$  составляют  $\sim 10\%$  от общего числа радиоисточников и большинство из них имеет крутые спектры на низких частотах ( $\alpha > 0.5, S \sim \nu^{-\alpha}$ ) (Тюльбашев, 1997). Показано также, что в основном эти источники являются квазарами.

Таким образом, кроме компактных радиоисточников с плоскими спектрами существует довольно многочисленная популяция компактных источников с крутыми спектрами. Можно ожидать, что различие спектров радиоисточников сопровождается различием физических условий в ядрах галактик, где эти компактные радиоисточники находятся. Поэтому представляет интерес исследование физики активных ядер галактик, содержащих компактные радиоисточники.

Оригинальные наблюдения выборки CSS источников представлены в Главе 2.

В ходе исследования компактного радиоисточника нужно ответить на следующие вопросы: из скольких компонент состоит источник по наблюдениям с высоким угловым разрешением; каковы угловые размеры этих компонент; есть ли компонента, которая определяет подавляющую часть от общей интегральной плотности потока и на каких частотах это происходит; какие детали наблюдаются на картах с высоким угловым разрешением (ядро, джет, пятна); каков их спектр; можно ли объяснить наблюдаемую плотность потока мерцающего источника одной компактной компонентой; является ли наблюдаемый источник переменным, какие отдельные детали источника имеют переменность и насколько сильную (т.е. нужно ли строить спектр по одновременным или квазисовременным наблюдениям); наблюдаются ли сверхсветовые разлеты компонент (в общем случае нужны ли доплеровские поправки при оценке физических параметров из-за доплеровского уярчения); какое красное смещение имеет радиоисточник.

Приведем анализ наблюдений при получении спектра мерцающего радиоисточника на примере сильного мерцающего радиоисточника 3C 48.

Радиоисточник 3C 48 — один из самых известных квазаров. Его красное смещение  $z = 0.367$ .

Наблюдения на частоте 15 ГГц с угловым разрешением  $0.15''$  (Breugel et al., 1984) и на 22.5 ГГц с разрешением  $0.08''$  (Breugel et al., 1992) выявили двойную структуру с компонентами, отстоящими друг от друга на  $0.3''$  и окруженными слабым гало. Результаты наблюдений с разрешением  $\sim 0.02''$  ( $\nu = 600$  МГц) приведены в работе Rendong et al. (1991a). Согласно этим наблюдениям ЗС 48 имеет сложную структуру с четырьмя яркими компонентами, выстроенными в одну линию и окруженными слабым гало, слегка вытянутым на восток. Наблюдения на частоте 329.1 МГц с таким же угловым разрешением (Simon et al., 1990) показывают очень сходную структуру, хотя есть и несовпадающие детали.

Сравнение карт на частотах 22.5 ГГц, 5 ГГц и 329.1 МГц из работ Breugel et al. (1992), Акцјор (1991a), Simon et al. (1990), полученных с одинаковым угловым разрешением  $\sim 0.1''$ , показывает, что самая южная часть источника имеет плоский или инвертированный спектр и, по-видимому, является ядром. В целом, структура источника представляется как односторонний джет находящийся внутри родительской галактики, вытянутый с юга на север и поворачивающийся на восток. Характерные размеры джета  $0.1'' \times 0.4''$ .

Наблюдения ЗС 48 проводились четыре дня на элонгациях около  $28^\circ$ . В зависимости от ориентации джета на небе относительно направления солнечного ветра, должны наблюдаться угловые размеры ЗС 48 от  $0.1''$  до  $0.4''$ . Во время наших наблюдений проходивших в апреле 1995г джет ЗС 48 располагался почти вдоль скорости солнечного ветра и мы оценили его эффективный угловой размер  $0.3''$ . Исходя из этого углового размера была сделана оценка плотности потока компактного радиоисточника  $S_{sc} = 48$  Ян. Мы также получили оценку интегральной плотности потока ЗС 48  $S_{int} = 66$  Ян. Спектр компактного радиоисточника имеет максимум на частоте около 200 МГц, в то время как интегральный спектр имеет максимум на частоте около 100 МГц и завал на более низких частотах рис. 4.2 Интересно также отметить, что на частоте 600 МГц плотность потока компактного радиоисточника и интегральная плотность потока практически совпадают, а на частоте 102 МГц излучение протяженной ( $> 1''$ ) компоненты ЗС 48 составляет  $\approx 30\%$  от интегральной плотности потока.

Приведем оценку напряженности магнитного поля и плотности релятивистских плазмы используя методику изложенную в работе Артюх (1988). Исходим из предположения, что плазма электрон-позитронная). При красном смещении  $z = 0.367$ , угловых размерах источника  $\Omega = 0.4'' \times 0.1''$ , спектральным индексом в высокочастотной части спектра  $\alpha = 0.9$  получается, что оценка напряженности перпендикулярной компоненты магнитного поля  $H_{\perp} = 3 \times 10^{-3}$  (Гс), плотность релятивистских электронов  $n_e = 10^{-5}$  (см $^{-3}$ ), энергии магнитного поля и релятивистских частиц  $E_{H_{\perp}} = 10^{-6}$ (эрг/см $^3$ ) и  $E_e = 10^{-9}$ (эрг/см $^3$ ) соответственно. С учетом точности оценок для энергии в два порядка (Артюх, 1988), можно считать что в источнике наблюдается

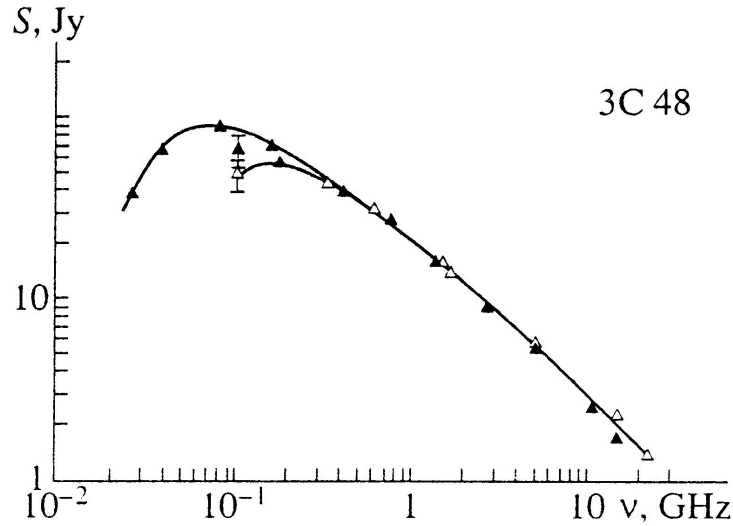


Рис. 4.2: Спектр квазар 3C 48. Компактная компонента (незакрашенные треугольники): 22.5 ГГц (1.42 Ян) Breugel et al. (1992), 15 ГГц (2.75 Ян) Breugel et al. (1992), 5 ГГц (5.51 Ян) Spencer et al. (1989), 1.66 ГГц (13.9 Ян) Wilkinson et al. (1991), 1.5 ГГц (15.8 Ян) Breugel et al. (1992), 0.6 ГГц (31.46 Ян) Rendong et al. (1991a), 0.329 ГГц (43.5 Ян) Simon et al. (1990), 0.102 ГГц (48 Ян) наши измерения; Интегральный спектр (закрашенные треугольники): 14.9 ГГц (1.73 Ян) Genzel et al. (1976), 10.7 ГГц (2.56 Ян) Pauliny-Toth et al. (1978), 5 ГГц (5.37 Ян) Pauliny-Toth et al. (1972), 2.7 ГГц (9.07 Ян), 1.4 ГГц (15.9 Ян), 0.408 ГГц (38.688 Ян), 0.178 ГГц (55.93 Ян), 0.16 ГГц (69.8 Ян), 0.08 ГГц (89 Ян), 0.038 ГГц (66.38 Ян), 0.026 ГГц (38 Ян) (с частоты 2.7 ГГц до частоты 0.026 ГГц ссылки взяты из работы Kuehr et al. (1981), 0.102 ГГц (66 Ян) наши измерения. Рисунок взят из работы Артюх и др. (1999).

небольшое нарушение равномерного распределения энергий.

С использованием методики Артюх (1988) при исследовании разных выборок внегалактических радиоисточников было сделано больше 150 оценок физических параметров в разных компонентах компактных радиоисточников. Для каждого исследованного источника была проделана работа с литературой как показано на примере 3C 48. Исследованные источники имели от нескольких десятков до нескольких тысяч ссылок в базах данных NED и ADS.

Для некоторых выборок источников были замечены интересные моменты:

- 1) В подавляющей части слабых источников с пиком спектра на гигагерцах энергия релятивистских частиц много больше, чем энергия магнитного поля. Все источники имеющие отождествление в оптике оказались квазарами. Среднее магнитное поле у них  $10^{-3}$  Гс (Тюльбашев, 2001).
- 2) В выборке компактных источников с крутыми спектрами оказалось примерно одинаковое

количество квазаров и радиогалактик по спектрам компактных компонент которых удалось оценить физические параметры. У радиогалактик чаще встречается ситуация, когда энергия магнитного поля больше энергии релятивистских частиц, в то время как у квазаров чаще встречается обратная ситуация. Среднее магнитное поле у компактных компонент квазаров  $10^{-3} - 10^{-4}$  Гс, а у радиогалактик  $10^{-2}$  Гс (Артюх и др., 1999; Тюльбашев и Черников, 2000; Tyul'bashev and Chernikov, 2001).

3) В выборке источников излучение которых доминирует центральной компонентой оказались лишь квазары и лацертиды. Для подавляющей части всех источников в центральных компонентах энергия релятивистских частиц много больше энергии магнитного поля. Для компактных деталей в джетах есть разные соотношения энергий, но в большей части исследованных деталей энергия релятивистских частиц больше энергии магнитного поля. Среднее магнитное поле квазаров и лацертид оказалось равным  $10^{-4}$  Гс (Tyul'bashev, 2007).

4) Для выборки источников с переменностью на масштабах сотни дней/годы удалось показать, что в компонентах увеличивающих свои размеры со временем (если это адиабатическое расширение) магнитное поле падает, а концентрация релятивистских частиц растет (Тюльбашев и Черников, 2004). Показано также, что источники со сверхбыстрой переменностью (несколько часов на частоте 5 ГГц) на самом деле имеют относительно большие линейные размеры (см. Главу 1). Их переменность связана с межзвездными мерцаниями (Шишов и др., 2005б), а их размеры близки к размерам источников с переменностью на масштабах сотни дней. При этом оценки физических параметров близки к оценкам, полученным ранее по источникам в других выборках (Тюльбашев, 2005).

#### **4.2.2 Зависимость напряженности магнитного поля от расстояния до ядра.**

Типичный активный в радиодиапазоне источник состоит из ядра, примыкающего к нему коллимированного джета (струи) и радиооблаков (чаще видны лишь пятна в радиооблаках). Коллимация джетов и видимая поляризация магнитного поля в них интерпретируется как доказательство регулярной структуры поля. Оценки магнитного поля показывают, что магнитное поле понижается с удалением от ядра. Например для источника 3C 345 показано (Lobanov, 1998), что на расстояниях от 1 пк до 500 пк от ядра в пятнах, располагающихся вдоль джета  $H \propto r^{-1}$ .

Можно попытаться проверить как выглядит зависимость напряженности от расстояния от ядра для исследованных нами объектов. Попробуем отобрать те из исследованных источников



у которых можно ограничить часть факторов, которые могут исказить полученные оценки напряженности магнитного поля. Отберем такие источники, чтобы их компактные детали имели большие линейные размеры (это позволит гарантировать отсутствие переменности на масштабе сотни и тысячи лет). К тому же для источников с большими (доли угловых секунд) угловыми размерами точнее определяются угловые размеры, в то время как для источников малых угловых размеров (миллисекунды) в качестве углового размера может выступить его верхняя оценка. Пусть это будут источники располагающиеся в плоскости неба — это позволит не учитывать доплеровские уярчения. Возьмем в источниках горячие пятна, располагающиеся достаточно далеко от центральной машины — это позволяет предполагать, что установилось некое определенное соотношение между энергией магнитного поля и частиц.

Идея проверки отражена на рис.4.3. Если источником поля является ядро (черная дыра), поле ослабевает от ядра к наблюдаемой детали по какому-то закону, нет изменений этого закона связанных с ударными волнами и другими процессами, то зная оценку напряженности магнитного поля по обе стороны от ядра можно найти закон по которому поле падает по направлению к компактным компонентам.

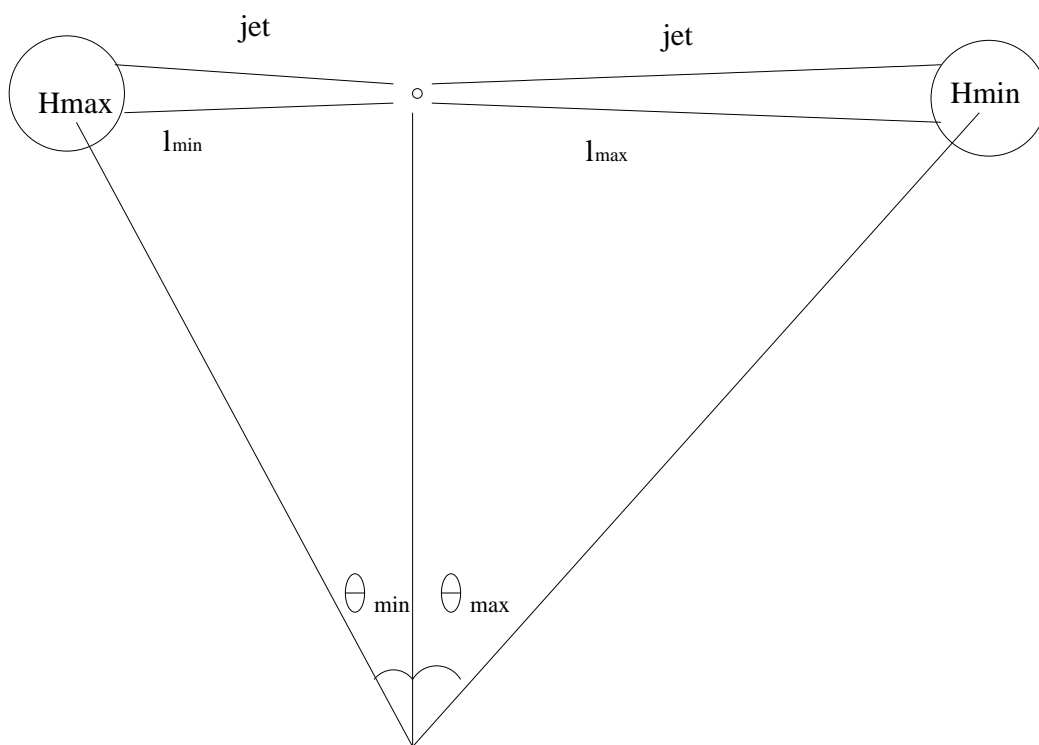


Рис. 4.3: На рисунке отражена зависимость связывающая оценку напряженности магнитного поля с расстоянием от ядра. Чем ближе к ядру, тем больше величина напряженности магнитного поля и наоборот, чем дальше от ядра, тем меньше величина напряженности магнитного поля. Рисунок взят из работы Tyul'bashev (2002).

Удалось обнаружить всего лишь 5 случаев, когда  $H_{\perp}$  может быть оценено по обе стороны от ядра. Это источники CSS выборки: 3С 147, 3С 241, 3С 268.3, 3С 343.1, 4С 49.25 (Тюльбашев и Черников, 2000; Tyulbashev and Chernikov, 2001). Извлеченные ранее параметры этих источников в Таблице 4.2. В колонке 1 приведено имя источника и его тип (Q – квазар, G – радиогалактика), а также относительное положение компактной детали для которой делались оценки физических параметров (W – западная компонента, E – восточная, N – северная, S – южная). В колонках со второй по седьмую соответственно располагаются: красное смещение источника, угловой размер исследуемой детали, ее средний линейный размер, спектральный индекс  $\alpha$  в области прозрачности ( $S \sim \nu^{-\alpha}$ ), оценка напряженности магнитного поля ( $H_{\perp}$ ) в детали, отношение энергии магнитного поля к энергии релятивистских частиц  $E_H/E_e$ . Знак "?" отмечает оценки по которым в оригинальных работах Тюльбашев и Черников (2000), Tyulbashev and Chernikov (2001) были высказаны сомнения. В колонках 8 и 9 указано расстояние от компактной детали до ядра в секундах ( $\theta$ ) и парсеках. Они были извлечены из оригинальных работ Акуйор et al. (1990), Акуйор et al. (1991a), Zhang et al. (1991), Breugel et al. (1992), Sanghera et al. (1995).

Мы не имеем информации о расположении ядра 3С 268.3 и 3С 343.1 будем предполагать, что оно располагается примерно посередине между деталями имеющими завал в спектре. Т.к. нет наблюдений с высоким разрешением на низких частотах для южной компоненты источника 3С 268.3, то наше сомнение в правильности оценки магнитного поля для этой детали отражено знаком вопроса (напряженность магнитного поля может быть завышена (Tyulbashev and Chernikov, 2001). Причина этого завышенного значения, по-видимому, неправильное определение максимума в спектре, а т.к.  $H \sim \nu^5$ , то и неправильная (завышенная) оценка напряженности магнитного поля.

Таблица 4.2 позволяет сделать ряд интересных заключений: а) чем больше расстояние от ядра, тем меньше магнитное поле в компактной компоненте; б) энергия магнитного поля во много раз больше энергии релятивистских частиц; в) размер исследуемой детали не коррелирует с расстоянием от ядра.

Запишем связь между расстоянием от детали до ядра и оценкой магнитного поля в виде:

$$H_{\max} = H_{\min} \times (\theta_{\max}/\theta_{\min})^n = H_{\min} \times (l_{\max}/l_{\min})^n \quad (4.1)$$

Тогда используя оценки магнитного поля и оценки углового расстояния до деталей из таблицы 4.2 можно извлечь значение экспоненты. Оно приведено в колонке 10.

Конечно, метод оценки напряженности магнитного поля очень грубый. Для определения экс-

Таблица 4.2: Параметры источников.

Name	$z$	$\Omega$	$L_{\text{ИК}}$	$\alpha$	$H_{\perp}$ (G)	$E_H/E_e$	$\theta$	$l$ (pc)	$n$	$H(100 \text{ AU})$	$H_{\text{min}}(\text{limit})$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
3C 147 (Q) W	0.545	$0.17'' \times 0.05''$	400	1.1	$6 \times 10^{-1}$	$10^8$	0.09"	400			$> 5 \times 10^5$
3C 147 (Q) E	-	$0.5'' \times 0.5''$	2500	1.3	$10^{-3}$	$10^4$	0.49"	2500	3.8	$10^{16}$	
3C 241 (G) W	1.617	$0.1'' \times 0.1''$	600	1.1	$10^{-2}$	$4 \times 10^4$	0.36"	2200			$> 4.5 \times 10^4$
3C 241 (G) E	-	$0.1'' \times 0.1''$	600	1.6	$6 \times 10^{-3}$	$10^3$	0.46"	2800	2.2	$10^{18}$	
3C 268.3 (G) N	0.371	$0.12'' \times 0.08''$	430	1.2	$4 \times 10^{-3}$	$6 \times 10^2$					
3C 268.3 (G) S	-	$0.19'' \times 0.11''$	600	1.1	$5 \times 10^3?$	$10^{25}?$					
3C 343.1 (G) W	0.75	$0.17'' \times 0.11''$	780	1.2	$10^{-1}$	$4 \times 10^5$	0.27"?	1500?		$10^{18}?$	$> 3 \times 10^5?$
3C 343.1 (G) E	-	$0.13'' \times 0.07''$	500	1.2	$10^{-1}$	$3 \times 10^7$	0.27"?	1500?		$10^{18}?$	
4C 49.25 (G) W	0.206	$0.23'' \times 0.16''$	560	1.4	6	$2 \times 10^{14}$	0.94"	2700			$> 3 \times 10^7$
4C 49.25 (G) E	-	$0.125'' \times 0.09''$	330	0.8	$8 \times 10^{-1}$	$10^{12}$	1.8"	5600	3.1	$10^{21}$	

попенты были выбраны всего 3 источника. Однако среднее значение экспоненты равно тройке и указывает, предположительно, на дипольную структуру магнитного поля в источниках. Вероятность случайного совпадения нельзя исключить, но заметим, что убывание магнитного поля в пятнах источника 3С 345 вдоль джета было получено Lobanov (1998) независимым способом.

Если все таки приведенное значение экспоненты правильное, то можно экстраполировать значение магнитного поля в ближайшей к ядру детали к краю аккреционного диска (примерно 100 а.е.). Эта оценка приведена в колонке 11 таблицы 4.2.

Есть две теории, предсказывающие величину напряженности магнитного поля на масштабе аккреционного диска. Согласно одной из них (Field and Rodgers, 1993) поле убывает по закону  $H \sim l^{-1}$ , согласно другой (Kardashev, 1995)  $H \sim l^{-3}$ . Даже если выполняется дипольный закон для убывания поля лишь до исследуемых пятен, а далее вплоть до аккреционного диска работает закон  $H \sim l^{-1}$ , то оценки магнитного поля приведенные в колонке 12 все еще слишком велики для теории Field and Rodgers (1993).

Если магнитные поля на малых масштабах (вблизи ядра) и на больших масштабах (вдали от ядра) действительно связаны, то можно ожидать большие значения напряженности магнитных полей вблизи ядер. Это должно приводить к очень большим значениям наблюдаемой меры Фарадеевского вращения, если в этих областях присутствуют тепловые электроны. Согласно работе Н.С. Кардашева (Kardashev, 1995) эти значения могут превышать  $10^7 \text{ rad/m}^2$ . Для оценки таких RM нужна разработка особой методики.

### 4.2.3 Зависимость между плотностью энергий магнитного поля и релятивистской плазмы

Результаты из параграфа 4.2.1 кажутся совершенно обычными. Напряженность магнитного поля получилась в радиогалактиках на порядок больше, чем в квазарах. Действительно, джеты радиогалактик более коллимированные и логично предположить, что в этой коллимации играет свою роль повышенная напряженность магнитного поля. Тем же объясняется тот результат, что энергия магнитного поля больше энергии релятивистских частиц в радиогалактиках, а в квазарах ситуация противоположная. Квазары и отличаются тем, что в радиодиапазоне существенная часть их энергии идет из центральных областей, там, где аккреция дает нам в итоге большое количество релятивистских частиц.

Детали компактных компонент эволюционируют со временем и расширяются. Естественно, что напряженность магнитного поля в этих деталях падает. Ведь если нет усиления магнитного поля за счет каких-либо процессов, то магнитное поле определяется центральной компонентой.

При замороженном магнитном поле его напряженность обязана убывать, когда расширяется компактная деталь и нет существенного усиления поля "по дороге" (подробнее см. Тюльбашев и Черников (2004)).

Если магнитное поле определяется центральной компонентой, то его величина обязана убывать при удалении от этой центральной компоненты.

Таким образом отмеченные в предыдущих параграфах результаты не противоречат здравому смыслу. Небольшое количество источников оценки напряженности магнитного поля в которых были слишком высоки  $\sim 10^6$  Гс или слишком низки  $\sim 10^{-7}$  Гс, чтобы сколько-нибудь удовлетворять здравому смыслу можно было списать на неточное знание угловых размеров источника ( $H_{\perp} \sim \theta^4$ ) и/или на ошибку при построении спектра (при ошибке частоты завала можно сильно ошибиться и в оценке поля  $H_{\perp} \sim \nu^5$ ).

Накопление все большего статистического материала привело к результату, который на данный момент не имеет подтверждения из других источников в силу того, что подавляющая часть оценок физических параметров в мире с использованием методики Артюх (1988) была получена одной группой ПРАО.

В данном параграфе в основном рассматриваются источники, излучение которых доминирует в ядрах, но при сравнении результатов будут использоваться и другие выборки.

Описание выборки и наблюдений в Главе 2. Для оценки физических параметров в компактных компонентах источников использовалась методика описанная в работе Артюха (1988).

Напомним, что согласно оригинальной методике точность метода — один порядок величины для магнитного поля и, следовательно, два порядка для энергии. При этом основные погрешности связаны с погрешностями при определении угловых размеров мерцающего источника. Ошибка в 2 раза при определении углового размера приводит к неточности оценки величины магнитного поля в  $2^4$  раз, а т.к.  $E_{H_{\perp}} \sim H_{\perp}^2$ , то погрешность становится чуть больше двух порядков. Однако в работах по исследованию компактных источников с крутыми спектрами методом межпланетных мерцаний Артюх и др. (1999), Тюльбашев и Черников (2000), Тюльбашев (2001) брались оценки угловых размеров из РСДБ наблюдений. Погрешности оценок угловых размеров в РСДБ наблюдениях — порядка 20-30%. Следовательно точность оценок физических параметров должна возрасти.

Отметим несколько моментов, которым в оригинальной методике не уделялось особого внимания, но которые важны при работе с исследуемыми источниками. Во-первых, исследуемые источники зачастую имеют переменность (см. Kovalev et al. (2005)). Следовательно особое внимание нужно уделить построению одновременных спектров. Во-вторых, в источниках наблю-

дается доплеровское уярчение. Т.е., из-за релятивистских скоростей движения компактных деталей в источнике под острым углом к наблюдателю, наблюдаются сверхсветовые разлеты и температуры превышающие комптоновский предел (Kovalev et al., 2005). В этом случае необходимо вводить релятивистскую поправку  $\delta$ , предложенную в Marscher (1983). Оценку  $\delta$  можно получить из формулы приведенной в работе Blandford and Konigl (1979):

$$\delta = (T_b/10^{12})^{1/3}, \quad (4.2)$$

где  $T_b$  — это яркостная температура источника в кельвинах, которую в свою очередь можно оценить по формуле, приведенной в обзоре Altschuler (1989):

$$T_b = 1.22 \times 10^{12} S \nu^{-2} \theta^{-2} (1+z). \quad (4.3)$$

Здесь  $S$  — плотность потока выраженная в Янских,  $\nu$  — частота (в гигагерцах) на которой оценивается яркостная температура ( $T_b$ ),  $\theta$  — угловой размер источника на этой частоте выраженный в мсек.

Все вышеизложенное приводит нас к выводу, что при получении оценок физических параметров нужно быть чрезвычайно осторожными. Необходим очень аккуратный анализ литературных данных, которые используются при получении спектра. Именно по этой причине при оценках физических условий использовались лишь те спектры, где завал в спектре непосредственно виден в исходных данных.

После построения спектров были сделаны оценки физических параметров для тех деталей для которых наблюдались завалы в спектре.

Рассмотрим вопрос о равномерном распределении энергий магнитных полей и релятивистских частиц в исследованных источниках. Если построить график, на осях которого в одинаковых масштабах будут отложены, соответственно, плотность энергий магнитного поля и релятивистских частиц, то равномерное распределение этих энергий будет отражаться в виде точки на линии, проходящей под углом  $45^\circ$  к осям. Точки по одну или другую сторону от этой линии будут говорить о нарушении равномерного распределения. Преобладание точек по одну сторону от линии будет говорить о том, что нарушение равномерного распределения характеризуется большими энергиями поля либо частиц. Такое представление наглядно покажет, есть ли равномерное распределение энергий в компактных компонентах квазаров и лацертид, которые и являются объектами выборки источников плотность потока которых определяется центральной компонентой.

Данные по плотностям энергий поля и частиц представлены на рис.4.4. Серым цветом выделена зона, где отличие от равномерного распределения составляет порядок величины. При равно-

распределении энергий бóльшая часть всех оценок должна быть в серой зоне. Как видно из рисунка, результат вышел прямо противоположным ожидаемому. Подавляющая часть оценок плотностей энергий магнитных полей и частиц лежит вне пределов серой зоны. В дополнение, почти все они лежат в области, где плотность энергии частиц превосходит плотность магнитного поля.

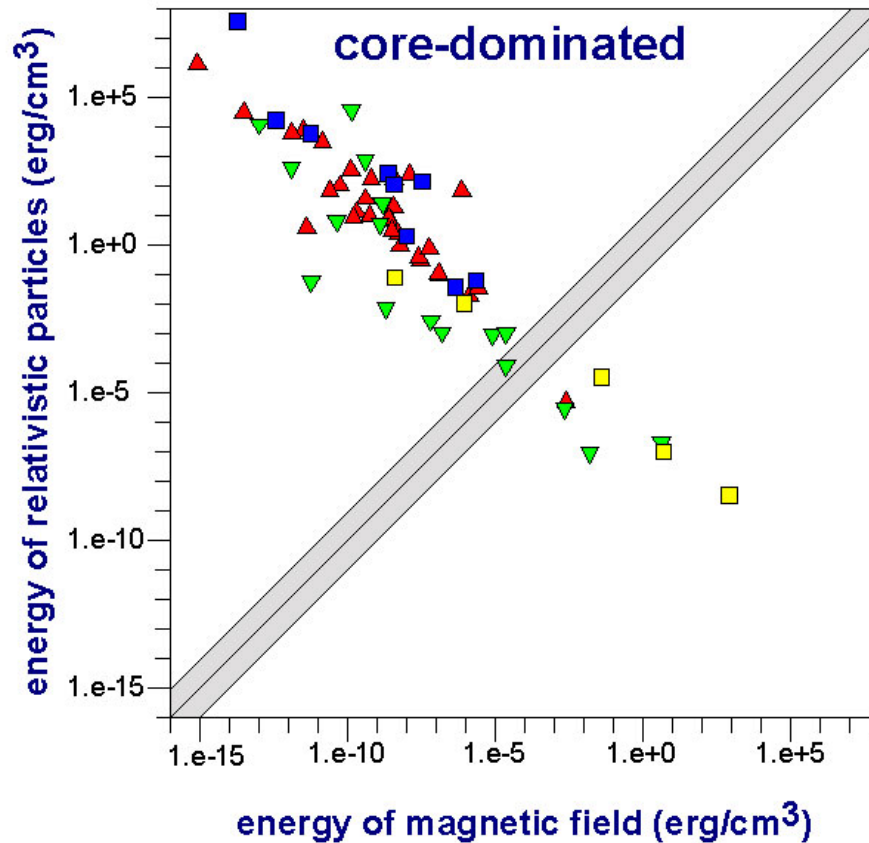


Рис. 4.4: На рисунке отражена зависимость между плотностью энергии частиц и плотностью энергии магнитного поля. Треугольники — данные по ядрам и джетам квазаров, квадраты — данные по ядрам и джетам лацертид. Серый цвет показывает равномерное распределение энергий с точностью до одного порядка. Рисунок взят из работы Tyul'bashev (2007).

Превышение энергии релятивистских частиц над энергией магнитного поля в компактных источниках на 10 порядков величины отмечалось и ранее (Kellermann and Pauliny-Toth, 1981; Pacholczyk, 1977), однако никакой зависимости между этими энергиями не отмечалось.

Существование зависимости подтверждается и по CSS выборке (см. рис.4.5).

Из рисунков 4.4 и 4.5 видно, что извлеченные оценки энергии магнитного поля и релятивистских частиц отличаются в разных выборках, но сама зависимость не изменна.

Как уже говорилось выше, методика извлечения физических параметров такова, что все

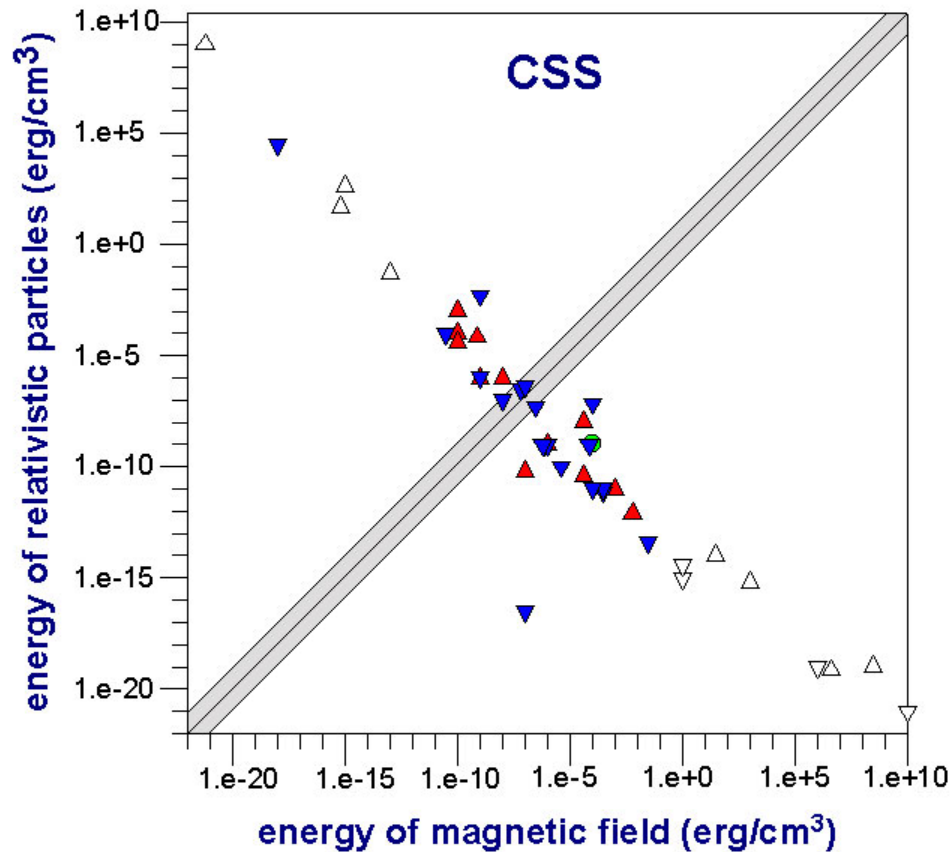


Рис. 4.5: На рисунке отражена зависимость между плотностью энергии частиц и плотностью энергии магнитного поля для CSS источников. Закрашенные треугольники острием вверх — данные по квазарам, незакрашенные треугольники острием вверх — данные по квазарам оценки плотности энергии которых могут иметь погрешности, связанные с не знанием точных угловых размеров. Закрашенные треугольники острием вниз то же самое для радиогалактик. Серый цвет показывает равномерное распределение энергий с точностью до одного порядка. Рисунок построен по данным, взятым из работ Артюх и др. (1999), Тюльбашев и Черников (2000), Tyul'bashev and Chernikov (2001) специально для этой работы.

получаемые оценки в конечном счете завязаны на оценку величины перпендикулярной компоненты магнитного поля. Следовательно, возможные ошибки при определении магнитного поля автоматически отразятся на всех остальных извлекаемых параметрах.

У нас нет оснований пересмотра точности метода. Единственное отличие использованной методики от методики В.С.Артюха (Артюх, 1988) — это учет доплеровского релятивистского уярчения. Доплеровское уярчение, может оцениваться разными способами. Например, в работе Readhead (1994) показано, что комптоновский предел не  $10^{12}$  К, а  $10^{11}$  К. Это, естественно, приведет к тому, что наши оценки  $\delta$  окажутся заниженными, и, следовательно, окажутся за-



ниженными и оценки магнитного поля. Однако, разные методы оценок  $\delta$  приведут к тому, что конечные отличия не будут превышать порядка величины по полю. Увеличение магнитного поля на порядок не изменит общий вид зависимости.

Возможно, что методика оценки физических параметров неприменима к реальным источникам. Исходные формулы оценки магнитного поля получены в предположении сферической формы источников и однородного распределения полей и частиц. Большая часть источников — несферическая. Нет никаких доказательств, что в области завала спектра спектральный индекс равен  $-2.5$ .

Можно предположить, что авторы оригинальных работ из которых извлекаются оценки угловых размеров исследуемых деталей источников делают ошибки при их определении. Т.к. согласно методике магнитное поле пропорционально  $\theta^4$ , то такие ошибки могут привести к большим погрешностям. Однако, легко увидеть, что авторы должны ошибаться при определении угловых размеров на 2-3 порядка причем как в сторону преуменьшения, так и в сторону преувеличения размеров.

Другая возможность ошибиться в оценках энергий магнитного поля и релятивистских частиц связана с тем, что измеряется перпендикулярная компонента магнитного поля. Если силовые магнитные линии в исследуемых источниках располагаются вдоль луча зрения, то оцениваемая нами перпендикулярная компонента может составлять лишь ничтожную долю от полной напряженности магнитного поля. В результате заниженной оценки магнитного поля будет получаться завышенная оценка энергии частиц. Однако на рисунке 4.5 с оценками плотности энергии для источников с крутыми спектрами хорошо видно, что поведение зависимости как в части где энергия частиц превосходит энергию магнитного поля, так и в части где энергия магнитного поля превосходит энергию частиц остается одинаковым. Это означает, что нужно придумать **разные** механизмы для разных частей зависимости.

Наконец можно предположить, что завалы во всех спектрах, где они наблюдались, обусловлены тепловым поглощением излучения. Предполагая, что температура тепловых электронов была  $10^4$  K, можно оценить их плотность согласно формуле (Lang, 1974):

$$n_e = \sqrt{\frac{T^{1.35}}{l}} \times \frac{\nu}{0.3}, \quad (4.4)$$

где  $T$  — температура электронов в Кельвинах,  $l$  — размер компактного источника,  $\nu$  — частота максимума спектра.

Оценки показывают, что для объяснения завала в спектре тепловым поглощением излучения требуются плотности электронов порядка  $10^4$  частиц/см<sup>3</sup>. Если температура тепловых

электронов выше, чем  $10^4$  К, то и оценки плотности электронов возрастут. На наш взгляд такие плотности маловероятны.

Наблюдается явный когнитивный диссонанс, когда с одной стороны результаты, представленные в этом параграфе выглядят неправдоподобными и противоречащими здравому смыслу, с другой стороны нам не удается найти явных ошибок в методике оценок физических параметров на основе модели однородного сферического синхротронного источника.

Таким образом, если использованная методика действительно применима к исследованным источникам, то плотность энергии магнитного поля в единице объема обратно пропорциональна плотности энергии релятивистских частиц. Косвенной проверкой реальности оценок может служить обнаружение больших напряженностей магнитного поля. Такой способ предлагается в следующем параграфе.

### 4.3 Способ поиска сверхбольших Фарадеевских вращений

Известно, что фарадеевское вращение плоскости поляризации излучения связано с наличием в среде тепловых электронов и магнитного поля. Чем больше количество тепловых электронов на луче зрения и чем больше величина магнитного поля, тем сильнее выражен эффект вращения плоскости поляризации. Количественной характеристикой, отражающей эффект фарадеевского вращения, является мера вращения ( $RM$  (рад/м<sup>2</sup>)).

Уже в первых обзорах с массовыми измерениями величины  $RM$  (Haves, 1975; Tabara and Inoue, 1980; Simard-Normandin et al., 1981; Thomson and Nelson, 1982; Conway et al., 1983), было показано, что типичные  $RM$  внегалактических источников не превышают 100 рад/м<sup>2</sup>. По-видимому, эти наблюдаемые  $RM$  связаны с прохождением излучения через плоскость Галактики, а не с самими внегалактическими источниками.

Удачные попытки наблюдений больших  $RM$  на телескопах с заполненной апертурой предпринимались японскими исследователями (Kato et al., 1987; Inoue et al., 1995). В ходе наблюдений 96 источников на частоте 10 ГГц с использованием четырехканального спектрографа ими было обнаружено, что пять источников имеют  $RM$  превышающие 1000 рад/м<sup>2</sup>. Столь большие  $RM$  проще объяснить предположив, что они продуцируются в особенных областях внегалактического источника.

Развитие РСДБ техники привело к тому, что стало возможным определять величину  $RM$  в отдельных частях источника. Оказалось, что отдельные детали источника могут иметь разные знаки  $RM$ . Абсолютное значение  $RM$  в разных частях компактного источника может отличаться

на порядки. Это совершенно однозначно свидетельствует в пользу того, что наблюдаемые  $RM$  непосредственно продуцируются в компактном источнике, а не в нашей Галактике.

В серии работ, посвященных исследованию больших ( $> 1000$  рад/м<sup>2</sup>) мер вращения у компактных источников методами РСДБ (Udomprasert et al., 1997; Cotton et al., 1997; Taylor, 1998; Taylor, 2000; Zavala and Taylor, 2002; Mantovani et al., 2002; Zavala and Taylor, 2003), показано, что величина  $RM$  может достигать до значения  $\sim 2.5 \times 10^3$  рад/м<sup>2</sup> в системе отсчета, связанной с наблюдателем (и до 40000 рад/м<sup>2</sup> в системе отсчета, связанной с источником (Udomprasert et al., 1997)). В ходе этих работ удалось получить поляризационные карты более 10 компактных источников с  $RM$ , превышающими 1000 рад/м<sup>2</sup>. Большие значения  $RM$  оказались связаны с околоядерными областями и, в ранних работах, эти области считались неполяризованными.

Наблюдения еще больших  $RM$  очень проблематичны. Это связано с тем, что если источник имеет очень большие значения  $RM$ , то РСДБ наблюдения в широкой полосе приведут к полной или частичной деполяризации излучения. Если же в ходе наблюдений использовать узкие полосы для получения информации о возможной линейной поляризации в частях источника, то значительно понижается отношение сигнал к шуму.

Из-за возможной деполяризации вместо информации о большом магнитном поле в среде и/или большой плотности тепловых частиц, может быть получено значение  $RM = 0$ , а вся полезная информация будет потеряна.

Из наблюдений известно, что наблюдаемая степень поляризации уменьшается по направлению к РСДБ ядру источника. При этом непосредственно в области РСДБ ядра поляризация не регистрируется. Можно предположить, что на самом деле степень линейной поляризации не меняется, а видимые низкие значения  $RM$  связаны с сильной деполяризацией излучения из-за больших значений магнитных полей в источнике.

Согласно теоретическим работам (Field and Rodgers, 1993; Kardashev, 1995) величина магнитного поля на масштабах аккреционного диска может быть  $\geq 10^4$  Гс. Согласно экспериментальным работам (Lobanov, 1998; Tyulbashev, 2002) магнитное поле действительно растет по направлению к ядру источника. Следовательно, если в исследуемой околоядерной области присутствуют тепловые электроны, можно ожидать большие значения  $RM$ . При вполне разумных предположениях о величине магнитного поля и плотности тепловых электронов легко получить оценки  $RM > 10^4 - 10^5$  рад/м<sup>2</sup>. Исследование больших  $RM$  может стать еще одним способом оценить физические параметры в околоядерных областях исследуемых источников.

Рассмотрим возможность определения больших ( $> 10^4$  рад/м<sup>2</sup>)  $RM$  при использовании спектрографов с большим количеством индивидуальных каналов и максимально большой общей по-

лосой наблюдений. Предварительные результаты поиска больших  $RM$  докладывались в 2004г (Тюльбашев и Ковалев, 2004).

Известно, что подавляющая часть излучения на частотах до 5 ГГц, имеет синхротронную природу. При регулярных полях излучение поляризовано. Из-за разных причин, вызывающих деполаризацию, видимая доля этого поляризованного излучения может уменьшиться. Наблюдения показывают, что линейно поляризованное излучение, интегральное по всему источнику, может составлять от нескольких до 15% (см. например Conway et al. (1983)). Следовательно, если наблюдения таких источников будут проведены на антеннах, которые принимают излучение только в одной линейной поляризации, то и наблюдаемая плотность потока, может отличаться от плотности потока принимаемой "полномощностной" антенной до 15%.

Фарадеевское вращение связано с линейно поляризованным излучением. Поэтому, если на спектрограф подать линейно поляризованный сигнал от источника, то в зависимости от наблюдаемой частоты, вектор поляризации будет виден в источнике под разными углами и наблюдаемая плотность потока будет меняться по "синусоидальному" закону вдоль спектральных каналов. Из известной формулы, связывающей угол  $\phi$  с  $RM$ :

$$\phi = \lambda^2 \times RM, \quad (4.5)$$

где  $\phi$  — это угол под которым наблюдается вектор поляризации, а  $\lambda$  — длина волны), легко увидеть, что наша "синусоида" будет растянута к высоким частотам.

Если в полученной записи наблюдается синусоидальный сигнал, то самый простой способ найти его — применить Фурье преобразование и построить спектр мощности сигнала. При этом должна обнаружиться спектральная линия, максимум которой связан с величиной  $RM$ . Поиск меры вращения с использованием спектра мощности сигнала будет хорошо работать когда "растянутая синусоида" не слишком сильно отличается от классической синусоиды.

Рассмотрим степень растяжения "синусоиды" и возможность компенсации этого растяжения. Если предположить, что внутри полной полосы наблюдений вектор поляризации сделал полный оборот ( $\phi = 2\pi$ ) и учитывать, что  $c = \lambda \times \nu$  (где  $c$  — это скорость света, а  $\nu$  — частота наблюдений), из формулы 4.5 можно получить:

$$RM = \frac{2\pi \times \nu_1^3}{c^2 \times \Delta\nu}, \quad (4.6)$$

где  $\nu_1$  — это центральная частота наблюдений, а  $\Delta\nu$  — полная полоса наблюдений.

На центральной частоте  $\nu_2$  при такой же полосе и при том же значении  $RM$  вектор поляризации повернется на угол  $\Delta\phi$ , который отличается от  $2\pi$ . Переписывая формулу 4.6 для  $\nu_2$  и

проводя почленное деление получим:

$$\nu_2 = \left(\frac{2\pi}{\Delta\phi}\right)^{\frac{1}{3}} \times \nu_1. \quad (4.7)$$

Пусть наблюдения проходят на частоте 1.6 ГГц. Посчитаем когда синусоида растянется в 2 раза (т.е.  $\frac{2\pi}{\Delta\phi} = \frac{2\pi}{\pi} = 2$ ). Тогда  $\nu_2 = 2^{\frac{1}{3}} \times 1.6 = 1.26 \times 1.6 = 2$  ГГц. Следовательно, если в ходе поиска больших  $RM$  используются многоканальные спектрографы с широкой общей полосой наблюдений, необходима компенсация этого растяжения. После компенсации растяжения можно использовать обычное Фурье преобразование и получить спектр мощности сигнала. При этом получится максимальное отношение сигнал к шуму. Т.к. у нас есть возможность посчитать растяжение синусоиды между соседними каналами спектрографа, то можно добавить (интерполяцией) точки для компенсации этого растяжения. В результате данной процедуры в обработанной записи получится классическая синусоида.

Рассмотрим, чем отличается предлагаемый нами метод от "классического" метода, используемого в наблюдениях фарадеевского вращения. Как правило, наблюдения проводятся по следующей схеме. Берутся две разные частоты, например 5 ГГц и 1.4 ГГц. На более низкой частоте в наблюдениях используются несколько относительно узких каналов (обычно 4). На каждой частоте определяется направление вектора поляризации. Наблюдаемый угол вектора поляризации пропорционален  $RM$  и квадрату длины волны. Таким образом, если нарисовать график по одной из осей которого будет отложена наблюдаемая величина угла (позиционный угол) линейной поляризации, а по другой оси квадрат длины волны, то в полученные точки можно вписать прямую, угол наклона которой однозначно связан с мерой вращения. Данный метод будет чувствителен при наблюдениях малых (до нескольких тысяч)  $RM$ . При бóльших  $RM$ , возникающая деполяризация уничтожит информацию об исходной линейной поляризации и принимаемое излучение от источника будет выглядеть неполяризованным.

Т.о., "классический" метод хорошо работает до  $RM \sim 10^3 - 10^4$  рад/м<sup>2</sup>, а предлагаемый метод будет эффективен при бóльших значениях  $RM$ .

В ходе поиска, при заданном отношении сигнал к шуму, необходимо обнаруживать фарадеевское вращение. Оценку чувствительности наблюдений при поиске  $RM$  легко получить из самых общих соображений. Один из параметров в формуле по чувствительности наблюдений — это общая полоса наблюдений. В записи ищутся синусоидальные волны. Формально полный период синусоиды можно определить пятью точками, но на практике лучше использовать порядка десяти точек. Следовательно, нужно провести сложение с периодом синусоиды (он определяется из спектра мощности) по всей записи. Далее усреднить данные между каналами

спектрографа с тем, чтобы в конечной записи осталось порядка десяти точек. При этом за счет усреднения максимально вырастет отношение сигнал к шуму. В целом, работа по поиску больших RM очень похожа на работу по поиску новых пульсаров. Для удобства дальнейшего использования мы переписали классическую формулу по определению чувствительности наблюдений следующим образом:

$$S_{min} = \alpha \times \frac{kT_{sys}}{A_{eff} \sqrt{t \frac{\Delta\nu}{N}}} \times (\sqrt{2}), \quad (4.8)$$

где  $\alpha$  — это отношение сигнал к шуму, которое использовалось в ходе поиска,  $k$  — постоянная Больцмана,  $A_{eff}$  — эффективная площадь антенны,  $T_{sys}$  — температура системы,  $t$  — время накопления сигнала,  $\Delta\nu$  — общая полоса спектрографа,  $N$  — количество точек в полученном конечном периоде синусоиды. При этом  $S_{min}$  — это минимально обнаружимый сигнал при заданном отношении сигнал к шуму.

Оценим меры вращения обнаружимые на стандартном спектрографе стометрового телескопа Грин-Бенк. На сегодняшний день ГБТ — это самый большой в мире полноповоротный телескоп (размер зеркала — 100 × 110 метров), имеющий высокую чувствительность ([https://science.nrao.edu/science/capabilities/capabilities\\_gbt](https://science.nrao.edu/science/capabilities/capabilities_gbt)). Он также имеет самые широкополосные штатные цифровые спектрографы, которые можно использовать для поиска больших RM. Отдельный спектрограф имеет общую полосу в 800 МГц и в зависимости от частоты наблюдений несколько таких спектрографов могут перекрывать полосу около 2 ГГц. Каждый спектрограф имеет 1024 спектральных канала. Есть также возможность записывать очень большое (> 250000) спектральных каналов, но общая входная полоса при этом узкая ~ 50 МГц. Т.о., ширина отдельного спектрального канала может изменяться от  $\simeq 3$  кГц до  $\sim 800$  кГц. Широкая общая полоса наблюдений и низкие частоты позволяют регистрировать малые меры вращения и обеспечивают вкупе с большой эффективной площадью ГБТ, большую чувствительность. На высоких частотах и в узких полосах можно проводить поиск больших мер вращения.

Оценим возможные наблюдаемые RM на штатном спектрографе ГБТ. На частотах 2.3 ГГц и 4.9 ГГц можно использовать один и соответственно три спектрографа с частичным перекрытием (т.е. полосы порядка 0.8 и 2 ГГц), а ширины спектрального канала может быть порядка 100 кГц и 4 МГц. Оказывается, что  $RM_{min} \simeq 450$ , а  $RM_{max} \simeq 2.5 \times 10^5$  рад/м<sup>2</sup> на частоте 2.3 ГГц и  $RM_{min} \simeq 1900$  и  $RM_{max} \simeq 6 \times 10^5$  рад/м<sup>2</sup> на частоте 4.9 ГГц. В целом штатный спектрограф может быть эффективным инструментом если наблюдаемые RM будут больше, чем 100 рад/м<sup>2</sup> (на частоте 1.4 ГГц при общей полосе наблюдений 800 МГц) и будут меньше, чем  $\sim 10^9$  рад/м<sup>2</sup> (на частоте 15 ГГц при ширине спектрального канала 3 кГц). Частота 15 ГГц

была выбрана крайней для оценок  $RM$  из тех соображений, что большая часть излучения из активных ядер галактик на этой частоте все еще является синхротронной и, следовательно, линейно поляризованным.

Сформулируем кратко критерии, которыми нужно руководствоваться при поиске  $RM$ : а) подтверждение закона  $\lambda^2$  по наблюдениям на разных частотах; б) повторяемость результатов поиска новых  $RM$  по независимым наблюдениям; в) подтверждение известных  $RM$  по опубликованным работам.

Предлагаемый метод имеет как свои достоинства, так и недостатки. Главными достоинствами являются: простота наблюдений, простота процедур обработки, можно реализовать высокую чувствительность наблюдений. Главными недостатками являются: потеря информации о знаке  $RM$ , неизвестно к какой части источника относятся наблюдаемые  $RM$ , неизвестен внутренний позиционный угол.

Рассмотрим также другие методы поиска больших  $RM$ . Ранние попытки поиска больших фарадеевских вращений на телескопах с заполненной апертурой предпринимались Ruzmaikin and Sokoloff (1979) и Rudnick et al. (1983) примерно 25 лет назад.

Рузмайкин и Соколов предложили проводить поляризационные наблюдения на двух близких длинах волн, а возможную неоднозначность в позиционном угле вектора поляризации  $\pm k\pi$ ,  $k = 0, 1, 2, \dots$  устранять соответствующими наблюдениями на специально выбранной длине волны. С использованием данной методики было обработано около 150 источников. При этом всего у четырех источников найдены  $RM$  превышающие  $200 \text{ рад/м}^2$  и ни у одного источника не найдено  $RM > 1000 \text{ рад/м}^2$ . Т.к. в статье не приведены полосы наблюдений приемников в ходе наблюдений, чувствительность наблюдений, то трудно судить почему большие  $RM$  не были открыты еще в 1979 году. По-видимому, использование метода целесообразно лишь для источников, в которых наблюдается большая линейная поляризация и ошибки в определении направления позиционного угла небольшие. Чем большие  $RM$  пытаются обнаружить, тем уже должны быть полосы и тем ниже будет чувствительность. Поэтому данный метод неудобен при поиске больших  $RM$ .

В работе Rudnick et al. (1983) применен другой подход. Наблюдения были на четырех близких частотах в полосах по 60 МГц. Они проводились таким образом, чтобы получить все Стоксовские параметры. Логика дальнейших рассуждений была очень простая. Все частоты наблюдений очень близкие (полная полоса 240 МГц на частоте 3.2 ГГц), поэтому линейная поляризация должна быть практически одинаковой. Если она сильно отличается, то это говорит о вращении плоскости поляризации и можно оценить  $RM$ . Проблема  $k\pi$  легко обходится, т.к. все

частоты наблюдений разнесены ровно на 60 МГц, а эффект фарадеевского вращения зависит от квадрата длины волны. Поэтому, если окажется, что на двух соседних частотах наблюдений уложилось полное число оборотов плоскости поляризации, то уже на следующей частоте наблюдений это будет заметно по изменению степени линейной поляризации. Естественным ограничением данной методики является ширина полосы одного канала. Всего наблюдалось 24 источника и большие  $RM$  не были обнаружены. Тем не менее, в последующих поляризационных РСДБ наблюдениях (Taylor 2000) источника 3C 279, одного из источников выборки, было обнаружено  $RM \simeq -1300$  рад/м<sup>2</sup>. Причины, по которым большое фарадеевское вращение не было обнаружено в ранних наблюдениях Rudnick et al. (1983) неясны.

В последние годы появились новые методы оценки  $RM$  по РСДБ наблюдениям. Интересная методика по низкочастотному  $RM$  синтезу была предложена в 1996 году в работе deBruyn (1996). Суть методики заключается в следующем. Если наблюдения проводились в нескольких полосах, то в ходе стандартной обработки РСДБ наблюдений для каждой из полос будет построена своя картинка. При этом чувствительность будет низкой, т.к. улучшение сигнал к шуму, которое можно будет получить при "сложении" таких картинок, будет небольшим, в силу того, что сложение было некогерентным. Однако, если с первичным сигналом произвести манипуляции, учитывающие поворот плоскости поляризации, то можно будет сделать когерентное сложение сигнала во всей полосе, что приведет к улучшению сигнал шум.

В приложении к поиску больших  $RM$  возможны два варианта событий. В первом нам известно  $RM$  и поэтому можно сразу получить максимальное отношение сигнал к шуму в соответствующей РСДБ картинке. Во втором варианте, который нам особенно интересен, можно перебирать разные  $RM$  и смотреть, когда отношение сигнал к шуму станет максимальным для данного "пикселя" картинки. При низкочастотных наблюдениях метод чувствителен даже к очень малым изменениям  $RM$ . Поэтому он предлагался к использованию при изучении слабополяризованных протяженных источников (Brentjens and deBruyn, 2003). Однако с тем же успехом его можно применять и для определения больших  $RM$ . Главными проблемами в данной методике, на наш взгляд, является большое время обработки наблюдений, а также то, что в ходе обработки будет перебираться много значений  $RM$  и для каждого из них строится своя карта, а автоматический анализ карт не разработан.

Еще один метод оценки  $RM$  соответствующей обработкой РСДБ данных был предложен в работе Vogt et al. (2005). В этом методе оценивается с точностью до  $k\pi$  направление вектора поляризации в самом ярком пикселе на карте. Следующим шагом оценивается направление вектора поляризации в соседнем пикселе. Получается оценка  $RM$  точностью до  $k\pi$ . Вновь оценивается направление вектора поляризации в следующем пикселе. Затем сравниваются полученные



RM и если они согласуются, то вновь берут соседний пиксель и ищут его RM. Когда RM не согласуется, то смотрят нельзя ли его объяснить введением дополнительного поворота вектора поляризации на  $\pi$  радиан и т.д.. В результате получается самосогласованная карта фарадеевских вращений. Суть метода схожа с методикой, предложенной Рuzмайкиным и Соколовым, однако применяется она не к наблюдениям на телескопе с заполненной апертурой, а к РСДБ наблюдениям. Главным недостатком данного метода являются то, что в случае недостаточного углового разрешения внутри одного пикселя могут оказаться области с сильно различающимися по величине и знаку RM, что приведет к ошибкам при оценке.

Все предложенные методы поиска больших RM имеют свои достоинства и недостатки. На наш взгляд, наилучшим способом исследования больших RM будет объединение способа, представленного в данном параграфе и способа с низкочастотным RM синтезом deBruyn (1996). Использование предложенного нами метода даст набор возможных RM в деталях источника и оценки их плотности потока. В результате при получении РСДБ картинки можно будет рассчитать длительность наблюдений для получения необходимой чувствительности и сделать перебор возможных RM лишь вблизи ожидаемых значений RM. Это приведет к сокращению процедур обработки, позволит получить карту источника и выявить место, где наблюдаются большие RM.

Наши оценки показывают, что самые большие наблюдаемые RM при использовании спектрографа на ГBT могут быть до  $10^9$  рад/м<sup>2</sup>. При этом общая полоса наблюдений на штатном спектрографе будет всего лишь 12.5 МГц. Т.е., чувствительность наблюдений упадет приблизительно в 12 раз по сравнению с возможной максимальной полосой в 2 ГГц на 4.9 ГГц. Следовательно, использование штатного спектрографа ГBT будет не столь эффективным как могло бы быть. По-видимому, для наблюдений фарадеевских вращений, которые больше  $10^7 - 10^8$  рад/м<sup>2</sup> можно использовать штатные РСДБ приемники. Их полосы наблюдений могут достигать сотен мегагерц. Соответствующей обработкой исходных данных можно получить спектрограф ширины канала которого определяется лишь стабильностью генератора меток времени. При этом общая полоса такого "нештатного" спектрографа может быть сравнима с полосой штатного спектрографа ГBT.

## 4.4 Синхротронное самопоглощение. Модель с неоднородным распределением напряженности магнитного поля и релятивистских частиц

В предыдущих параграфах обсуждались возможные причины появления странной зависимости между плотностью энергий магнитного поля и релятивистских частиц. Ни одна из рассмотренных причин не смогла объяснить появление зависимости. Вспомним, что в основе методики лежит модель, в которой предполагается однородное распределение магнитного поля и релятивистских частиц. Можно предположить, что в деталях источников существует неоднородное распределение между полем и частицами и воспользоваться методикой разработанной в работе Артюх и Черников (2006) для случая неоднородного распределения поля и релятивистских частиц. К сожалению использование методики возможно если есть многочастотные наблюдения с высоким угловым разрешением с тем, чтобы знать точные угловые размеры источника и частоты на которых происходят изломы спектра. В диссертации приведем подробное исследование с помощью методики Артюх и Черников (2006) источника NGC 1052. При анализе результатов воспользуемся всеми оригинальными работами, которые использовали данный способ оценки физических параметров.

### 4.4.1 Исследование радиоисточника NGC 1052

NGC 1052 — гигантская эллиптическая галактика типа E3 умеренной светимости ( $L_b = 1.6 \times 10^{10} L_\odot$ ) с красным смещением  $z=0.0049$  (Knapp et al., 1978). Ядро галактики относится к активным, однако наблюдаемые эмиссионные линии являются линиями низкой ионизации, т.е. она является галактикой типа LINER (low-ionization nuclear emission-line regions) (Fosbury et al., 1978; Ho et al., 1997; Gabel et al., 2000).

В радиодиапазоне (на частоте 1.4 ГГц) наблюдается S-образная структура размерами  $\sim 30''$  (3 кпк), которая представляет собой два джета, выходящие из ядра вдоль позиционного угла (P.A.)  $\sim 95^\circ$  (Wrobel, 1984; Cooper et al., 2007). Приблизительно 90% радиоизлучения приходит из компактного ( $\theta < 1''$ ) радиоисточника локализованного в ядре галактики, который является переменным на масштабах от нескольких месяцев до нескольких лет (Heeschen, 1968; Heeschen, 1970; Heeschen and Puschell, 1983). Радиосветимость галактики  $\sim 10^{40}$  эрг/с, следовательно и в радиодиапазоне это слабоактивный объект. Спектр радиоизлучения NGC 1052 имеет максимум на гигагерцах, т.е. это GPS радиоисточник (Wrobel, 1984).

Данная галактика имеет ряд отличий от обычных эллиптических галактик. Это единственная эллиптическая галактика, в которой обнаружены линии поглощения  $OH$  (Omar et al., 2002), которые указывают, что в центре галактики много холодного газа. Линии поглощения  $HI$  дают указания на газ, падающий к центру галактики (van Gorkom et al., 1986). NGC 1052 — единственная эллиптическая галактика, имеющая мегамазерное излучение в линии  $H_2O$  (Braatz et al., 1996; Claussen et al., 1998). Источники мегамазерного излучения вытянуты вдоль джета галактики и тоже сигнализируют о плотной среде. Дополнительным указателем на большое количество газа и пыли в центральной области галактики могут служить также наблюдения в рентгеновском диапазоне (Guainazzi and Antonelli, 1999), которые указывают на плотность газа в столбце  $\sim 10^{23}$  см $^{-2}$ . Еще одним указателем на большое количество газа и пыли могут служить наблюдения инфракрасного избытка излучения (Becklin et al., 1982; Rieke et al., 1982). Т.о., все вышесказанное говорит об обилии газа в центре галактики.

Уже в ранних интерферометрических наблюдениях NGC 1052 на частоте 1.6 ГГц было обнаружено, что большая часть излучения приходит от компактного источника размером около 3 мсек дуги (Shaffer and Marscher, 1979). Последующие РСДБ наблюдения компактного радиоисточника в ядре NGC 1052 на частоте 5 ГГц показали, что источник состоит из нескольких пятен, вытянутых на 10-15 мсек дуги вдоль прямой линии, позиционный угол которой Р.А.  $\sim 63^\circ$  (Jones et al., 1984). Мониторинг компактного радиоисточника в ядре NGC 1052 на частоте 15 ГГц (Kellermann et al., 1998; Vermeulen et al., 2003) показал, что количество и взаимное расположение компонент источника меняется со временем и авторы пришли к выводу, что данный радиоисточник представляет собой два джета, распространяющихся из центра со скоростью (в картинной плоскости) 0.26с каждый.

#### *Анализ радионаблюдений*

Для исследования физических условий в радиоисточнике необходимо знать его спектр. Поскольку радиоизлучение NGC 1052 является переменным, то это создает определенные трудности в получении спектра радиоисточника, поскольку для построения спектра нужны одновременные наблюдения на разных частотах. Кроме того, все карты NGC 1052, построенных на основе РСДБ наблюдений, получены методом замыкания фаз. Поэтому сопоставление изображений радиоисточника, полученных на разных частотах, затруднено из-за отсутствия привязки изображений по координатам и несомненно содержат элемент субъективизма. Существуют трудности и при интерпретации РСДБ карт NGC 1052. Так в работе Kameno et al. (2001) авторы разделяют изображение центрального радиоисточника на три компоненты. В работе Kameno et al. (2003) этот радиоисточник делится на 6 компонент, в работе Kadler et al. (2004) авторы выделяют около двух десятков компонент, а в работе Vermeulen et al. (2003) в том же радио-

Таблица 4.3: Сводные данные по плотностям потоков компонент А, В, С.

$\nu$ (ГГц)	$S_A$ (Ян)	$S_B$ (Ян)	$S_C$ (Ян)	ссылка
2.3	0.969	$< 0.0056$	0.0126	Kameno et al. (2001)
5.0	2.05	$< 0.01$	0.21	Kadler et al. (2004)
8.4	2.0	0.09	0.31	Kadler et al. (2004)
8.4	1.8	0.077	0.247	Kameno et al. (2001)
15.4	1.31	0.489	0.189	Kameno et al. (2001)
22	0.9	0.5	0.15	Kadler et al. (2004)
43	0.4	0.27	$> 0.026$	Kadler et al. (2004)

источнике выделено около пятидесяти компонент. По-видимому, разложение изображения на компоненты также содержит элементы субъективизма.

На наш взгляд, выделение трех самых крупных и ярких компонент центрального радиоисточника, предложенное в Kameno et al. (2001) является наиболее надежным. Наблюдения Kameno et al. (2001) выполнены на частотах 2.3; 8.4 и 15.4 ГГц (15 декабря 1998г). Почти в это же время (28 декабря 1998 г.) были проведены РСДБ наблюдения NGC 1052 на частотах 5; 8.4; 22 и 43 ГГц (Kadler et al., 2004). Хотя авторы этой работы нашли два десятка компонент в центральном радиоисточнике, но они также выделили три самые яркие компоненты (как в работе Kameno et al. (2001)) и получили оценки их угловых размеров и плотностей потоков. Мы объединили данные этих работ для получения спектров самых ярких РСДБ компонент ядра NGC 1052.

Компонента А — восточная, В — центральная и С — западная. Результаты наблюдений Kameno et al. (2001), Kadler et al. (2004) приведены в табл.4.3. В первой колонке приведены частоты на которых проводились РСДБ наблюдения. В колонках 2-4 плотности потоков компонент А, В, С. В пятой колонке ссылки на работы, из которых брались плотности потоков компонент.

Анализ наблюдательных данных проводился по методике, основанной на модели неоднородного источника синхротронного излучения (Артюх и Черников, 2006). В данной методике предполагается, что механизм излучения и поглощения излучения является синхротронным. Сама модель представляет собой сферически-симметричный источник, в котором магнитное поле и плотность релятивистских электронов распределены в пространстве по степенному закону. Физические параметры модели определяются из радиоастрономических наблюдений компактного

Таблица 4.4: Основные параметры исследованных компонент.

Параметры	компонента А	компонента В	компонента С
$\theta$ (мсек)	1.2	0.31	0.95
L (пк)	0.12	0.03	0.1
$H_{max}$ (Гс)	20	8	5
$H_{min}$ (Гс)	2	8	5
$\langle H \rangle$ (Гс)	3.6	8	5
$n_e$ (см <sup>-3</sup> )	$1.8 \times 10^{-1}$	$5 \times 10^2$	$1.2 \times 10^2$

радиоисточника. Модель радиоисточника выбирается таким образом, чтобы его спектр и угловые размеры (на разных частотах) совпадали со спектром и измеренными угловыми размерами реального радиоисточника (Артюх и Черников, 2006).

Результаты анализа приведены на рис.4.6 и в табл.4.4. В первой колонке таблицы приведены названия параметров исследуемых компонент: угловой размер компоненты ( $\theta$ ) (взят из работы Kadler et al. (2004) по наблюдениям на частоте 43 ГГц), линейный масштаб компоненты (L), соответствующий измеренному  $\theta$ , оценка магнитного поля в максимуме, в минимуме и среднего магнитного поля в компоненте, оценка плотности релятивистских электронов. В колонках 2-4 даны оценки параметров для компонент А, В, С.

Как видно из рис.4.6(а), теоретический спектр хорошо описывает наблюдения компоненты А, включая самые низкочастотные наблюдения. Данный теоретический спектр вычислен нами для модели источника, в которой магнитное поле распределено так, как показано на (б). Как видно из рисунка, магнитное поле является неоднородным, но перепад поля не превышает порядка величины. Максимальное значение напряженности магнитного поля составляет  $H_{\perp} = 20$  Гс, минимальное  $H_{\perp} = 2$  Гс, а среднее по объему  $\langle H_{\perp} \rangle = 3.6$  Гс. Плотность релятивистских электронов  $n_e = 1.8 \times 10^{-1}$  см<sup>-3</sup>. Везде, внутри данной компоненты, плотность энергии магнитного поля превосходит плотность энергии релятивистских электронов (в). Линейный масштаб компоненты  $\sim 0.1$  пк. Как показано в работе Артюх и Черников (2001), полученная оценка напряженности магнитного поля является нижней оценкой  $H_{\perp}$ , а плотность релятивистских электронов — верхней оценкой  $n_e$ . Согласно Артюх и Черников (2001) верхняя оценка  $H_{\perp}$  должна быть на порядок больше, а нижняя оценка  $n_e$  на порядок меньше. Т.о., окончательно имеем  $2 \times 10^1 < H_{\perp} < 2 \times 10^2$  Гс и  $1.8 \times 10^{-2} < n_e < 1.8 \times 10^{-1}$  см<sup>-3</sup>.

Что касается компонент В и С (вторая и третья строка рисунка), то оказалось невозмож-

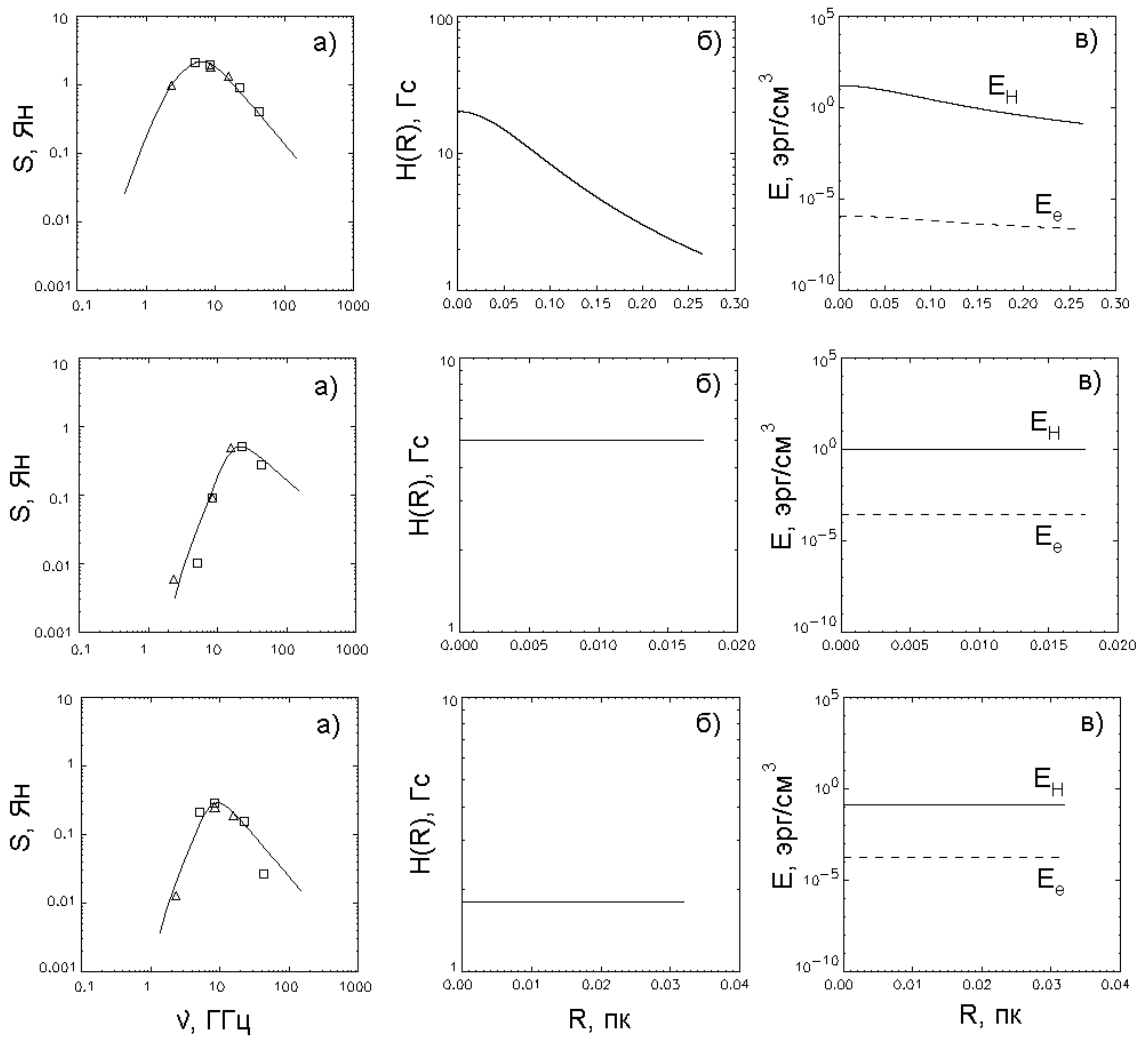


Рис. 4.6: В левой колонке рисунка (а) сверху вниз приведены спектры компонент А, В, С. Треугольниками обозначены плотности потоков из Kameno et al. (2001), а квадратами из Kadler et al. (2004). Сплошными линиями представлены теоретические спектры. В средней колонке рисунка (б) представлено модельное распределение напряженности магнитного поля внутри радиоисточников для компонент А, В, С (сверху вниз). В правой колонке рисунка (с) штриховыми линиями показаны верхние оценки плотностей энергии релятивистских электронов, а сплошными линиями нижние оценки плотностей энергии магнитного поля компонент А, В, С (сверху вниз). Рисунок взят из работы Артюх и др. (2009).

ным подобрать модель синхротронного источника, чтобы получить спектры этих компонент. Как видно из рис.4.6, самые низкочастотные точки ложатся ниже теоретических спектров и расхождения превосходят ошибки наблюдений ( $\sim 10\%$ ).

РСДБ наблюдения NGC 1052, включающие наиболее низкие частоты, проведены в работе Kameno et al. (2003). Эти наблюдения, выполненные на частотах 1.6; 2.3; 4.8; 8.4 и 15.4 ГГц,

показали, что 4 из 6 компонент, выделенных авторами, имеют очень крутые низкочастотные завалы спектров. Спектральные индексы всех четырех компонент в области завала спектра существенно больше, чем 2.5. К сожалению, мы не смогли воспользоваться результатами этой работы для построения спектров компонент А, В и С, т.к. авторы приводят только пиковые значения плотностей потоков компонент радиоисточника, которые в несколько раз меньше интегральных плотностей потоков, да и сами наблюдения выполнены в другую эпоху. Однако, существование очень крутых завалов спектров компонент В и С не вызывает сомнений и авторы работ Kameno et al. (2001), Kameno et al. (2003), Kadler et al. (2004) считают, что наблюдаемые крутые низкочастотные завалы спектров вызваны поглощением излучения тепловой плазмой (тепловым экраном).

#### *Обсуждение результатов*

В ряде работ (см., например, Kameno et al. (2001), Kameno et al. (2003), Kadler et al. (2004)) авторы высказывают утверждение, что в случае, когда низкочастотный завал спектра источника круче, чем по закону  $S \sim \nu^{5/2}$ , синхротронный механизм не может дать столь крутого завала спектра. Это не совсем корректное утверждение. В работах Condon and Dressel (1973), Артюх и Черников (2001) проведено исследование спектров неоднородных источников синхротронного излучения. Показано, что в области непрозрачности спектр моделей, у которых напряженность магнитного поля и плотность релятивистских частиц возрастают с удалением от центра источника, имеет степенной характер, причем показатель степени больше, чем 2.5, но меньше, чем 2.7. Т.о., пространственная неоднородность распределения магнитного поля и частиц в источнике излучения не может дать низкочастотного завала спектра круче, чем  $\nu^{2.7}$ . В работе de Kool and Begelman (1989) показано, что если функция распределения релятивистских электронов представляет собой сумму двух ансамблей электронов степенного вида  $N(E) = C_1 E^{-P_1} + C_2 E^{-P_2}$ , то в области непрозрачности спектр будет близкий к степенному. При этом показатель степени может отличаться от 2.5 как в одну, так и в другую сторону, в зависимости от параметров функции распределения частиц.

Т.о., если спектр источника в области непрозрачности является степенным с показателем степени  $> 2.7$  это еще не доказательство того, что механизм завала не является синхротронным самопоглощением излучения.

Низкочастотный завал спектра (в области непрозрачности) носит степенной характер и у системы состоящей из смеси релятивистской и тепловой плазмы (deBruyn 1976). Если тепловая плазма, поглощающая излучение, расположена между источником синхротронного излучения и наблюдателем (тепловой экран), то низкочастотный завал спектра носит экспоненциальный характер, т.е. завал спектра существенно круче степенного. В работе Kameno et al. (2004) по-

лучена оценка плотности тепловой плазмы в NGC 1052, которая необходима для создания наблюдаемого низкочастотного завала спектра компонент В и С ( $n_e \simeq 10^4 \text{ см}^{-3}$ ).

Если тепловая плазма такой же плотности ( $n_e \simeq 10^4 \text{ см}^{-3}$ ) находится и внутри источника синхротронного излучения, то в следствие эффекта Разина низкочастотный завал спектра должен наблюдаться на частотах ниже, чем  $\nu = 20n_e/H \sim 10^3 \text{ Гц}$  (Разин, 1960). Но у всех трех компонент низкочастотные завалы спектров приходятся на гораздо более высокие частоты. Следовательно в данном радиоисточнике этот эффект не играет никакой роли.

Выше отмечалось, что в работах Kameno et al. (2001), Kameno et al. (2003), Kadler et al. (2004) высказано предположение, что низкочастотные завалы спектров компонент центрального радиоисточника в ядре NGC 1052 вызваны тепловым экраном. К сожалению, авторы не приводят доказательства того, что завал спектра носит экспоненциальный характер, а указывают только на то обстоятельство, что спектральный индекс в области завала спектра больше, чем 2.5. Тем не менее, мы тоже считаем, что в данном случае идея теплового экрана является наиболее вероятной. Это связано со следующими соображениями. Как было отмечено выше, в работе deKool and Begelman (1989) показано, что источник синхротронного излучения может дать низкочастотный завал спектра степенного вида с показателем степени спектра больше, чем 2.7 если функция распределения релятивистских частиц по энергиям будет суммой двух ансамблей электронов степенного вида. Однако, в настоящее время нам не известны наблюдения, в которых бы были обнаружены такие функции распределения релятивистских электронов. Поэтому эта возможность остается чисто теоретической.

С другой стороны, как было отмечено в начале этого параграфа, имеется целый ряд наблюдений NGC 1052, указывающих на существование большого количества газа в центральных частях данной галактики. Поэтому вполне можно ожидать и большое количество ионизованного газа как за счет ионизирующего излучения центральной машины, так и за счет ударных волн в межзвездной среде, энергии которых достаточно для возбуждения линий низкой ионизации.

Т.о., компоненты В и С, по-видимому, закрыты тепловым экраном и мы не можем получить информацию о физических параметрах этих компонент аналогичную той, что получена для компоненты А. Однако, мы предполагаем, что физические параметры этих компонент близки к тем, которые получены для компоненты А и физические условия одинаковы во всем центральном радиоисточнике NGC 1052.

Низкочастотный завал спектра компоненты В приходится на более высокие частоты, чем у компоненты С (см. рис.4.6). Следовательно, оптическая толщина поглощающей среды больше в направлении на компоненту В. Возможно, что центральная машина представляет собой



массивную черную дыру с аккреционным диском вокруг нее, тогда окружающий газ будет концентрироваться вокруг этого центра гравитации. Соответственно и оптическая толща в этом направлении должна быть наибольшей. Поэтому можно предположить, что центральная машина находится где-то внутри компоненты В.

Если два джета (компоненты А и С) представляют собой симметричные выбросы вещества из центральной машины, то следует ожидать приблизительного сходства физических условий в этих двух джетах. В пользу этого предположения говорит сходство высокочастотных частей спектров компонент А и С. Однако наблюдается явное различие в яркости этих компонент: плотности потоков компоненты А на разных частотах в среднем в 7 раз выше плотностей потоков компоненты С. Наблюдаемое различие в яркости компонент может быть связано с их движением вдоль луча зрения. Если восточный джет (компонента А) движется на нас, а западный (компонента С) — от нас с одинаковыми скоростями, то это движение можно учесть. Чтобы объяснить различие яркости в 7 раз нужно, чтобы каждая компонента двигалась со скоростью  $0.24c$ . Используя теорию Marscher (1983), мы пересчитали спектр компоненты А в систему покоя и получили оценки физических параметров этой компоненты с учетом возможного движения (см. рис.4.7). Сплошной линией (а) представлен теоретический спектр источника, который соответствует модели магнитного поля (б) такой, что максимальное значение поля  $H_{\perp} = 200$  Гс минимальное  $H_{\perp} = 8$  Гс, а среднее по объему  $\langle H_{\perp} \rangle = 14$  Гс и плотности релятивистских электронов  $n_e = 2 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ . Плотность энергии магнитного поля везде превосходит плотность энергии релятивистских частиц (в) (как было и без учета возможного движения компонент). Поскольку магнитное поле в данной модели меняется всего на порядок, то, согласно Артюх и Черников (2006), верхняя оценка напряженности поля в максимуме будет на порядок меньше. Т.о., окончательно имеем  $2 \times 10^2 < H_{\perp}(0) < 2 \times 10^3$  Гс и  $2 \times 10^{-4} < n_e < 2 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ .

Необходимо отметить следующее обстоятельство. Отклонение напряженности магнитного поля на порядок от значения, которое оно имело в случае равномерного распределения энергий, приводит к расхождению величин плотности энергий на 4 порядка. Столь сильная зависимость энергетических оценок от величины  $H_{\perp}$  не позволяет нам получить точное соотношение энергий, но несомненно, что качественно в данном радиоисточнике везде плотность энергии магнитного поля превышает плотность энергии релятивистских электронов.

Как отмечено в работе Vermeulen et al. (2003), форма радиоисточника NGC 1052 на РСДБ картах постоянно меняется со временем. Мы полагаем, что изменения внешнего вида радиоисточника связаны с изменениями физических условий в нем. Поэтому необходимо подчеркнуть, что физические параметры компоненты А, полученные нами, относятся к декабрю 1998 г.

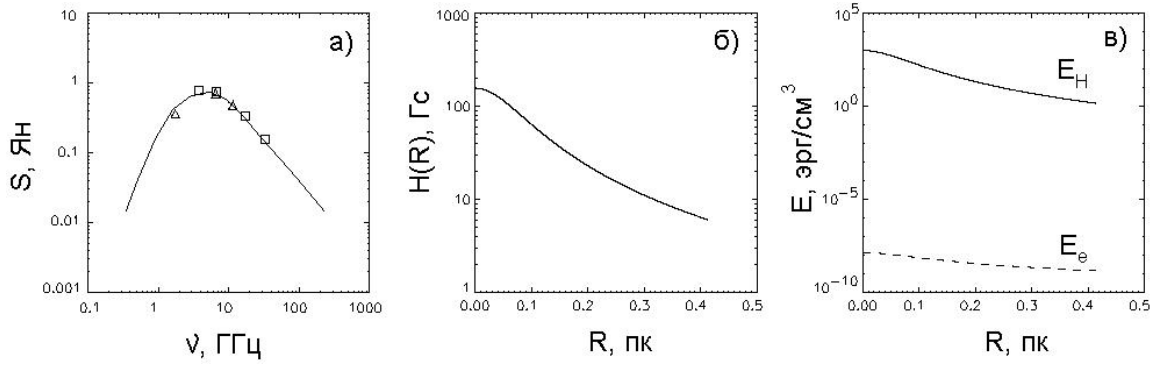


Рис. 4.7: Слева направо: спектр компоненты А, модельное распределение напряженности магнитного поля и оценки плотности энергии релятивистских электронов (штриховая линия) и плотности энергии магнитного поля (сплошная линия) с учетом возможного движения компоненты на наблюдателя. Рисунок взят из работы Артюх и др. (2009).

Центральный радиоисточник в ядре NGC 1052 относится к радиоисточникам с пиками на гигагерцах. По современным представлениям эти объекты представляют собой классические радиогалактики типа FR II на начальной стадии космологической эволюции O’Dea (1998). Исследование физических условий в ядре GPS радиогалактики B0108+388, проведенное по этой же методике Artyukh et al. (2008), показало, что магнитные поля в ядре B0108+388 слабее ( $H_{\perp} \sim 10^{-1} - 10^{-2}$  Гс), а плотность релятивистских электронов выше ( $n_e \sim 10 - 10^2$  см $^{-3}$ ), чем в ядре NGC 1052. Кроме того, в ядре B0108+388 плотность энергии релятивистских электронов везде выше плотности энергии магнитного поля. Т.о., физические условия в ядре NGC 1052 явно отличаются от физических условий в ядре GPS радиогалактики B0108+388.

С другой стороны, параметры NGC 1052, особенно с учетом возможного движения джетов вдоль луча зрения, ближе к физическим параметрам ядер близких к нам (а следовательно старых) радиогалактик 3C 111 и 3C 465, которые были исследованы нами по той же методике Черников и др. (2006). В ядрах этих радиогалактик напряженность магнитных полей  $10^2 < H_{\perp} < 10^4$  Гс, и плотность релятивистских электронов  $10^{-5} < n_e < 10^{-4}$  см $^{-3}$  на масштабе  $\sim 0.1$  пк. Т.о., несмотря на сходство спектра центрального радиоисточника NGC 1052 со спектрами GPS радиоисточников, физические условия в ядре NGC 1052 ближе к тем, которые наблюдаются в ядрах близких классических радиогалактик.

Исследования физических условий в ядре NGC 1052, выполненные нами на основе радиоастрономических наблюдений Kameno et al. (2001), Kadler et al. (2004) по методике Артюх и Черников (2006) показали, что напряженность магнитного поля в центральном радиоисточнике составляет  $2 \times 10^1 < H_{\perp} < 2 \times 10^2$  Гс, плотность релятивистских электронов

$1.8 \times 10^{-2} < n_e < 1.8 \times 10^{-1} \text{ см}^{-3}$  и плотность энергии магнитного поля везде превосходит плотность энергии релятивистских электронов. Если существует движение джетов (комп. А и С) в противоположных направлениях вдоль луча зрения со скоростью  $0.24c$ , то  $10^2 < H_{\perp} < 10^3 \text{ Гс}$ ,  $10^{-3} < n_e < 10^{-2} \text{ см}^{-3}$  и  $E_{H_{\perp}} > E_e$ .

#### 4.4.2 Зависимость между плотностью энергий магнитного поля и релятивистской плазмы

Исследования радиоисточников к компонентам которых удалось применить методику Артюх и Черников (2006) опубликованы в работах Черников и др. (2006), Artyukh et al. (2008), Артюх и др. 2009, Артюх и др. (2012а,б), Артюх и др. (2013). Ниже приводятся лишь основные результаты по этим работам.

1) Проведено исследование выборки гигантских радиогалактик. В ядрах близких гигантских радиогалактик 3С 111 и 3С 465 РСДБ-данные позволили обнаружить завалы спектра. По методике Артюх и Черников (2006) получены оценки напряженности магнитного поля, плотности энергии релятивистских электронов, энергии магнитного поля и энергии релятивистских электронов в ядрах этих радиогалактик.

В ядре радиогалактики 3С 111 магнитное поле является сильно неоднородным. Перепад напряженности магнитного поля от центра к краю радиоисточника составляет 4–5 порядков. В центре, на масштабе  $\leq 0.2 \text{ пк}$ , напряженность магнитного поля  $10^2 < H < 10^4 \text{ Гс}$ , а среднее  $H$  на масштабе  $20 \text{ пк} < H > \sim 10^{-2} \text{ Гс}$ . Предположение о равномерном распределении энергий магнитного поля и релятивистской электрон-позитронной плазмы может выполняться в большей части радиоисточника, кроме самой центральной области, где  $E_H > E_e$ .

В ядре радиогалактики 3С 465 магнитное поле также сильно неоднородное. На масштабе  $\leq 0.1 \text{ пк}$  напряженность магнитного поля  $10^2 < H < 10^4 \text{ Гс}$ , в то время как среднее  $H$  (на масштабе  $3 \text{ пк}$ )  $< H > \sim 10^{-1} \text{ Гс}$ . Равномерное распределение энергий теоретически может выполняться лишь на самом краю радиоисточника, в целом же во всем источнике  $E_H > E_e$ .

2) Проведено исследование GPS радиогалактики В0108+388. В джетах источника В0108+388 есть компоненты имеющие завал. Эти завалы можно объяснить как тепловым поглощением излучения, так и синхротронным самопоглощением. Для разделения этих механизмов нужны РСДБ наблюдения на частотах ниже 600 МГц.

Предполагая синхротронное самопоглощение были сделаны оценки с использованием модели синхротронного источника с неоднородным распределением магнитного поля и релятивист-

ских частиц. Оказалось, что для компонент B0108+388 распределение магнитного поля почти однородное  $10^{-2} < H_{\perp} < 10^{-1}$  Гс, а плотность релятивистских электронов  $10^{-1} < n_e < 10^2$  см<sup>-3</sup>. С учетом погрешностей можно констатировать практически равномерное распределение энергий магнитного поля и релятивистских частиц.

3) Проведено исследование квазара 3C 273. Он является одним из самых известных в мире квазаров. В базе данных NED на него есть ссылки более чем в 2000 работ. В интерферометрических наблюдениях можно увидеть ядро и односторонний джет. В спектрах ряда компонент этого джета и в РСДБ ядре наблюдаются завалы.

Проведен анализ РСДБ наблюдений квазара 3C 273. Получены оценки физических параметров компонент парсекового джета в ядре квазара. Показано, что во всех компонентах джета (на масштабе  $\sim 0.1$  пк) магнитные поля имеют или однородное распределение или близкое к однородному с магнитной индукцией  $\sim 0.1$  Гс. Компонента Core, вероятно связанная с центральной машиной, отличается от всех остальных компонент необычно высокой плотностью релятивистских электронов.

4) Проведено исследование классическая радиогалактика класса FRII Лебедь А (Cygnus A). Радиогалактика Лебедь А (3C 405) — ближайшая к нам ( $z=0.05607$ ; Owen et al., 1997) радиогалактика сверхвысокой светимости, что позволяет проводить ее детальные исследования.

Горячие пятна в радиогалактике Лебедь А имеют сложные спектры в радиодиапазоне. Для двух из четырех наблюдаемых горячих пятен располагающихся в радиооблаках Лебеда А имеются многочастотные наблюдения, которые четко указывают на завал в спектре в одном из пятен и уплощение спектра в другом пятне. Предполагая, что спектры пятен целиком объясняются синхротронным механизмом были сделаны оценки физических параметров с использованием модели неоднородного распределения магнитных полей и релятивистских частиц.

Магнитное поле оказывается сильным ( $B \sim 10^{-2} - 10^{-1}$  Гс) в центре пятен, а на краях пятен оно убывает до уровня магнитного поля в радиооблаках, где эти пятна находятся ( $B \sim 10^{-4} - 10^{-5}$  Гс).

5) Проведено исследование GPS радиоисточников СТА 102 и OF 247. Согласно базе данных NED СТА 102 является квазаром, а OF 247 радиогалактикой. Разные авторы (см. ссылки в Артюх и др. (2013)) приводят сильно различающиеся картинки для источника СТА 102, но все авторы сходятся в существование компактной ( $\sim 10$  мсек дуги) детали. Согласно Dallacasa et al. (1995) эта компактная деталь является радиооблаком. У источника OF 247 исследовалась самая яркая деталь размером  $\sim 30$  мсек, которая, согласно Dallacasa et al. (1995) то же является радиооблаком. В силу того, что для СТА 102 разные авторы дают разные изображения

источника и в то же время спектр источника хорошо детализирован, для применения методики оценки физических параметров было использовано предположение о выполнении условия равномерного распределения энергий в среднем по источнику. Такое же предположение было сделано и для OF 247.

Оказалось, что распределения магнитных полей в компактных доминантных компонентах этих радиоисточников являются сильно неоднородными. В центре источников  $B \sim 10^{-1}$  Гс на периферии на 2-3 порядка меньше. Среднее по компактной компоненте магнитное поле  $B \sim 10^{-3}$  Гс, плотность релятивистских электронов  $n_e \sim 10^{-3}$  см $^{-3}$ . Получено среднее значение плотностей энергий  $\langle E_H \rangle = \langle E_e \rangle \sim 10^{-7} - 10^{-6}$  эрг/см $^{-3}$ . При этом в центре радиоисточников плотность энергии магнитного поля превышает плотность энергии релятивистских электронов.

Полученные параметры СТА 21 и OF+247 близки к аналогичным физическим параметрам горячих пятен радиогалактики Лебедь А. Исходя из этого, мы предполагаем, что СТА 21 и OF+247 представляют собой радиогалактики на ранней стадии эволюции, когда возникли только горячие пятна (компактные доминантные радиокомпоненты), а радиооблака в них только зарождаются (слабые протяженные компоненты).

Мы построили рис.4.8 на котором приведены верхние и нижние оценки плотности энергий магнитного поля и релятивистских частиц, по оригинальным работам перечисленным в начале параграфа. На рисунке не отражены результаты по СТА 21, OF+247 и Лебедю А, т.к. при применении методики Артюх и Черников (2006) к этим источникам использовалось дополнительное условие о равномерном распределении энергий магнитного поля и релятивистских частиц в среднем по деталям источников.

Статистика по источникам слишком мала, чтобы делать какие-либо серьезные выводы. Отметим лишь, что для 13 исследованных компонент нет ни одного случая больших нарушений условия равномерного распределения энергий, в отличие от методики, основанной на модели однородного распределения магнитного поля и релятивистских частиц по источнику. Повторим вывод полученный в оригинальных работах: соотношение энергий магнитного поля и релятивистских частиц близко к равномерному распределению в исследованных компактных компонентах радиоисточников.

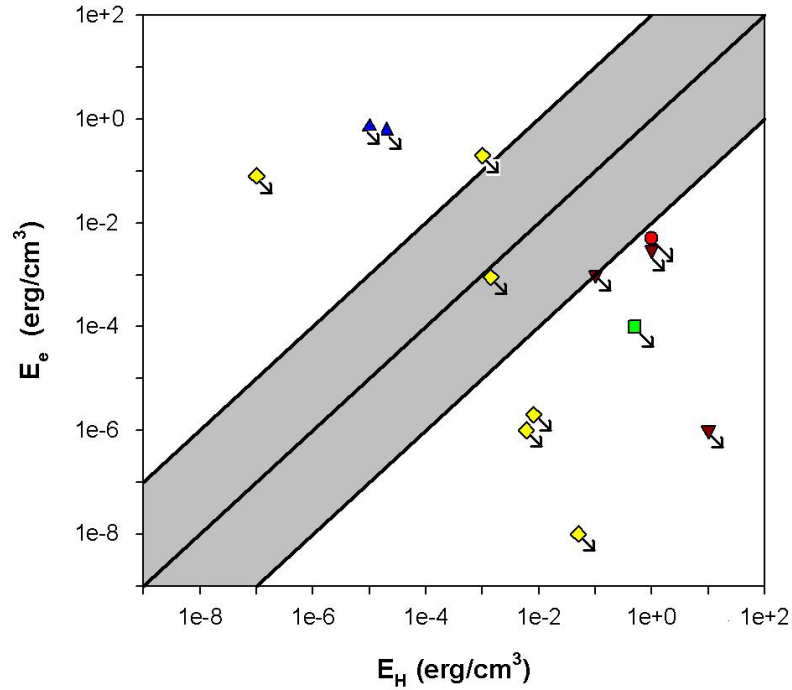


Рис. 4.8: На рисунке показаны нижние оценки плотности энергии магнитного поля и верхние оценки плотности энергии релятивистских частиц исследованных деталей источников. Круг – 3C 111, квадрат – 3C 465, треугольник острием вверх – B0108+388, треугольник острием вниз – NGC 1052, ромб – 3C 273. Серый цвет показывает равномерное распределение энергий с точностью до двух порядков величины. Рисунок подготовлен для диссертации по оценкам из работ перечисленных в начале этого параграфа.

## 4.5 Способ оценки красных смещений по наблюдениям в радиоконтинууме

Оценки физических параметров источников могут привести и к совершенно неожиданным приложениям. В этом параграфе рассмотрен способ оценки расстояния до источника с использованием наблюдений в радиоконтинууме и оценок физических параметров для деталей источников находящихся в межгалактической среде.

Все способы определения расстояний до объектов находящихся на космологических расстояниях так или иначе связаны с оптическими наблюдениями. Согласно Lang (1974) и Ефремов (1994) (и ссылки там же) можно выделить три основных способа определения расстояний. В первом способе расстояния определяются по вспышкам сверхновых. Предполагается, что в максимуме блеска все сверхновые определенного типа имеют одну и ту же абсолютную звездную величину. Второй способ связан с предположением о том, что ярчайшие эллиптические галактики в скоплениях (сD галактики) имеют одинаковую абсолютную звездную величину. Третий

способ связан с определением красных смещений ( $z$ ) источников. Первые два способа являются фотометрическими, т.к. основаны на предположении о том, что светимость от объектов падает по закону  $1/r^2$  ( $r$  – расстояние до объекта). Если известна абсолютная звездная величина объекта, то можно найти расстояние до него. Результаты оценок расстояний с помощью фотометрических методов и с помощью метода, основанном на эффекте Доплера, могут не совпадать.

Существуют и другие методы оценки расстояний. В некоторых из них наблюдаемую ширину какой-нибудь линии в оптическом или радиодиапазонах связывают с абсолютной звездной величиной галактики. Чаще всего используют методы, предложенные в работе Tully and Fisher (1977) (определение расстояний до спиральных галактик) и Faber and Jackson (1976) (расстояния до эллиптических галактик). В методе Тулли-Фишера была обнаружена хорошая корреляция между шириной профиля линии водорода H I (21 см) и абсолютной звездной величиной или диаметром галактик. В методе Фабер-Джексона используется корреляция между дисперсией скоростей звезд, определяемой по линиям поглощения звезд и абсолютной звездной величиной исследуемых галактик. В других методах связывают поверхностную яркость наблюдаемой детали с расстоянием до нее. Подробнее обо всех этих методах, а также о ряде экзотических способов оценки расстояний, написано в обзоре Комберг (1986). Необходимо лишь отметить, что, как правило, точность оценок расстояний этими методами невысокая. Главная же проблема, на наш взгляд, заключается в том, что все эти способы требуют стандартной свечи в светимости или стандартной линейки в размерах объекта.

В радиодиапазоне до настоящего времени не найдено каких-либо типов радиоисточников, которые могут служить стандартной свечой при наблюдении источников находящихся на космологических расстояниях. Это не позволяет использовать фотометрические способы определения расстояний. С другой стороны, в радиодиапазоне очень слабы спектральные линии, поэтому методы, основанные на эффекте Доплера практически не используются для сколько нибудь удаленных объектов.

Способа определения расстояний до объектов находящихся на космологических расстояниях и не использующего стандартной линейки или стандартной свечи до настоящего времени не предлагалось.

Основная идея определения красных смещений из наблюдений континуума от радиоисточника очень проста. Предположим, что мы наблюдаем классическую радиогалактику типа *Лебедь А*. Она представляет собой слабое ядро, которое находится в центре родительской галактики, два джета, которые идут от ядра, два больших радиооблака, находящихся на окончании джетов

и симметрично расположенных относительно ядра. Чем определяется полная энергия радиооблаков? По-видимому, полная энергия в радиооблаках определяется, в конечном счете, лишь темпом аккреции на черную дыру, являющуюся ядром радиоисточника. Возможно, существуют и какие-то дополнительные механизмы, дающие свой вклад в полную энергию в радиооблаках, но, так или иначе, все они связаны с самой родительской галактикой. С другой стороны, если эти радиооблака вышли за пределы родительской галактики, то их расширение в пространстве сдерживается лишь межгалактической средой. Информация по межгалактической среде скудна. Однако, можно предположить, что ее характеристики, в особенности ее плотность, связаны в основном лишь с красным смещением на котором эта среда и находится. Т.о., если на одном и том же красном смещении наблюдаются две радиогалактики имеющие разные темпы аккреции, то физические размеры радиооблаков будут больше у той галактики, у которой темп аккреции выше. При этом плотность энергий на единицу объема радиооблаков будет одинаковой. Если две радиогалактики имеют одинаковые темпы аккреции, то истинные размеры радиооблаков будут зависеть лишь от расстояния до объекта. Чем больше  $z$ , тем меньше истинные размеры облаков.

В случае когда давление межгалактического газа на радиооблако в точности равно давлению, которое радиооблако оказывает на межгалактический газ, можно записать простое уравнение:

$$P_{internal} = P_{external} \quad (4.9)$$

Из этого уравнения следует, что как только будет найден способ определять внутреннее давление в радиооблаке и давление на радиооблако, оказываемое межгалактической средой, появится возможность прямой оценки космологического расстояния (красного смещения) до радиоисточников формирующих эти радиооблака.

Отметим, что этот способ годится не только для радиогалактик, но и для квазаров. Для квазаров более характерно иметь одно радиооблако и яркое ядро. При этом ядро легко отличить от радиооблака, т.к. спектр ядра существенно более плоский, чем у радиооблака.

Если радиооблако имеет сферическую форму и известна его полная энергия ( $U_{full}$ ), то, согласно Pacholchuk (1977), можно оценить внутреннее давление по формуле:  $P_{internal} = \frac{6}{\pi} \frac{U_{full}}{d^3}$  (где  $d = d(z)$  – это истинный диаметр радиооблака, который находят из  $\theta_{visible}$ , которая является видимым диаметром облака).

Однако, мы не имеем полной ясности в том, как оценить внешнее давление со стороны межгалактической среды на радиооблако. Предположим, что внешнее давление в первую очередь



определяется тепловым давлением внешнего газа и согласно Pacholchuk (1977):  $P_{external} = \frac{3}{2}nkT$  (где  $n = n(z)$  – это концентрация межгалактического газа,  $k$  – это постоянная Больцмана, а  $T = T(z)$  – это температура межгалактического газа). Тогда можно переписать уравнение 4.9 в виде

$$\frac{6 U_{full}}{\pi d(z)^3} = \frac{3}{2}n(z)kT(z) \quad (4.10)$$

Оценить красное смещение до исследуемого источника можно, решив уравнение 4.10 относительно  $z$ .

В силу неопределенности параметров связанных с внешним давлением нет возможности полной разработки метода прямой оценки расстояний. Поэтому, вместо способа прямой оценки красных смещений ниже развивается способ косвенной оценки  $z$ .

Как в  $P_{internal}$ , так и в  $P_{external}$  есть параметры зависящие от  $z$ . Однако, эта зависимость сложная, и нельзя сократить все члены связанные с  $z$  с правой и левой частей уравнения 4.10. Т.о., мы можем записать:

$$\frac{U_{full}^*}{\theta_{visible}^3} = f(z) \quad (4.11)$$

$U_{full}^*$  – это полная энергия радиооблака в системе отсчета, связанной с самим облаком. Какой бы способ оценки энергии радиооблака не был бы избран, наверняка в уравнение войдут члены, связанные с красным смещением источника. Поэтому оценка полной энергии делается так, как если бы исследуемый источник имел нулевое красное смещение, а все члены уравнения, зависящие от  $z$  войдут в функцию  $f(z)$ . Поведение функции  $f(z)$  можно найти из наблюдений реальных источников с известными красными смещениями. Т.е., как уже и говорилось выше, метод оценки красных смещений получится косвенным и будет работать лишь после того, как будет построена зависимость, связывающая величину внутренней энергии в радиооблаке на единицу объема радиооблака (т.е. плотность энергии в радиооблаке) от красного смещения исследуемого радиоисточника. Очевидно также, что данная зависимость будет растущей, т.е. большим плотностям энергии в облаке будут соответствовать более далекие расстояния.

Оценка расстояний по протяженным компонентами радиогалактик предлагалась также в работе Комберг и Смирнов (1985). В ней была построена зависимость между поверхностной яркостью на единицу площади радиооблака от расстояния до родительской галактики. При этом для построения зависимости брались радиогалактики с известными красными смещениями. В этой работе неявно предполагается существование стандартной свечи в радиодиапазоне, т.е. предполагается, что поверхностная яркость на единицу площади является константой. На

самом деле, в этом методе два неявных предположения. Первое заключается в том, что все радиооблака у всех радиогалактик эволюционируют одинаковым образом. Второе предположение заключается в том, что вне зависимости от красного смещения радиооблака будут одинаковыми (т.е. нет космологической эволюции радиогалактик). Тем не менее надо отметить, что по крайней мере для радиогалактик с красными смещениями меньшими, чем 0.1 (космологической эволюцией можно пренебречь), была получена хорошая корреляция. Полученную зависимость можно использовать для поиска расстояний у источников с неизвестными красными смещениями.

В предлагаемом нами способе нет необходимости использования стандартной свечи или стандартного размера каких либо деталей в исследуемом нами объекте. Пусть существует сильная космологическая эволюция радиогалактик. Допустим, что она нелинейная. Это значит, что нельзя определять расстояния до источников классическими способами, даже если все они будут стандартными свечами, до тех пор, пока неизвестна функция по которой "работает" космологическая эволюция. Однако для предлагаемого нами метода это не имеет никакого значения. Космологическая эволюция радиогалактик сделает исследуемые радиогалактики, находящиеся на разных красных смещениях в среднем более яркими или более тусклыми. Однако для нашего метода это не будет иметь никакого значения, т.к. мы измеряем полную энергию в радиооблаках. Если радиогалактики на каком-то определенном красном смещении в целом более яркие — это значит, что они будут иметь в среднем большие размеры радиооблаков. При этом плотность энергии на единицу объема будет связана лишь с давлением, которая оказывает на радиооблако межгалактическая среда. Т.о., наш метод избавлен от возможного влияния космологической эволюции исследуемых объектов.

Точность предлагаемого метода оценки расстояний до радиоисточников связана с точностью оценки  $U_{full}^*$ . Согласно Тюльбашев (2003) если полная энергия определяется суммой энергий магнитного поля и релятивистских частиц и нет равномерного распределения этих энергий, то ошибка в определении красного смещения может быть в два раза.

Существуют дополнительные факторы, которые могут непредсказуемо исказить зависимость  $f(z)$ . Наиболее существенными представляются два из них.

Во-первых, мы предположили, что давление изнутри радиооблака и давление снаружи, связанное с межгалактическим газом уравновешивают друг друга. Это сильное предположение, к которому нам не удалось подобрать таких же сильных аргументов "за". Конечно, существуют косвенные соображения в пользу этого предположения. Известно, что активность ядра какой-либо галактики — это промежуток времени порядка 100 миллионов лет. В то же время ра-

диооблака более долгоживущие образования. Поэтому равновесие между средой изнутри и вне радиооблака должно установиться. Более сложным представляется случай продолжающегося расширения радиооблака в ходе его эволюции. В этом случае нужно рассматривать не гидростатическое приближение (как это сделали мы), а гидродинамическое приближение. При этом исходное уравнение 4.9 останется без изменений, а в левую часть уравнения 4.10 войдут члены связанные со скоростью расширения радиооблака. Однако представляется преждевременным усложнять схему до получения каких-либо реальных наблюдений по проверке метода.

Во-вторых, радиоисточники могут находиться в сверхскоплениях галактик, в скоплениях галактик или просто изолированно. Мы же неявно предполагаем, что температура и плотность межгалактического газа зависит лишь от красного смещения и не зависит от окружения радиоисточника. Существуют по крайней мере два возможных пути разрешения этой проблемы. Первый способ — это разбить исследуемые выборки радиогалактик на галактики в скоплениях, в группе и т.д. и затем строить наши зависимости плотности энергии на единицу объема от расстояния независимо для разных выборок. Второй способ более кардинальный. Если вообще нет зависимости плотности и температуры межгалактической среды от красного смещения, можно попробовать оценить искомые плотности и температуры например по данным рентгеновских наблюдений. После этого в формуле 4.10 в правую часть подставлять данные по плотности и температуры взятые из реальных наблюдений, а красное смещение оценивать из левой части уравнения 4.10, где из наблюдений в радиодиапазоне имеются угловые размеры радиооблака, а красное смещение связывает их с линейными размерами радиооблака.

По-видимому, лишь экспериментальная проверка может ответить на то, каков вклад в погрешности оценок  $z$  у этих двух факторов. Заметим лишь, что мы конечно рассматриваем очень упрощенную схему и до появления реальных наблюдений, на наш взгляд, не имеет смысла слишком сильно ее усложнять.

Есть также и проблема выбора источников, по которым можно сформировать исходные выборки для получения зависимости  $f(z)$ . Нам необходимо, чтобы радиооблако было за пределами родительской галактики. Родительские галактики могут быть как эллиптическими, так и спиральными у разных типов радиоисточников. Поэтому представляется целесообразным исходить из расстояний, которые заведомо больше, чем расстояние от плоскости родительской галактики до границы ее короны. Нам кажется разумным взять для оценок расстояние в 30 кпк, т.о., расстояние между центрами радиооблаков будет 60 кпк ( $l_{real}$ ). При этом наблюдаемое угловое расстояние между двумя радиооблаками будет зависеть от красного смещения и от величины параметра замедления  $q_0$ . В работе Тюльбашев (2003) эти угловые расстояния (в секундах дуги) оценены и здесь воспроизведем таблицу 4.5 из этой работы.

Таблица 4.5: Оценка  $\theta_{visible}$  в зависимости от красного смещения источника и параметра  $q_0$  если  $l_{real} = 60$  кпк.

$z$	0.1	0.3	0.5	1	2	3	5	10
$q_0 = 1/2$	36	17	14	12	14	16	22	36
$q_0 = 1$	36	16	13	10	11	13	14	24

Из таблицы видно, что видимого углового расстояния между радиооблаками в  $20'' - 25''$  вполне достаточно, чтобы можно было работать с красными смещениями доступными на сегодняшний день. К сожалению, это расстояние может существенно ограничивать количество радиоисточников на небе подходящих для исследования их красных смещений. Полученное видимое угловое расстояние также говорит о том, что если на радиоизофотах, полученных на системах апертурного синтеза с хорошим угловым разрешением видны ядро, джеты и радиооблака — это не означает, что эти радиооблака выходят за пределы родительской галактики.

Резюмируя результаты заметим:

- 1) Можно оценить расстояние до радиоисточника, если его радиооблака вышли за пределы родительской галактики и взаимодействуют лишь с межгалактической средой. Этот прямой метод оценки расстояний может быть применим лишь в том случае, если нам хорошо известны параметры межгалактической среды (ее температура и плотность).
- 2) Существующие оценки температуры и плотности межгалактической среды известны с большими погрешностями, а главное, нет хорошей теории космологической эволюции межгалактической среды. Поэтому предлагается метод косвенной оценки расстояний, который в своей основе связан с методом, предложенным в пункте 1 заключения. В этом методе предлагается построить кривую, которая свяжет плотность энергии в радиооблаке с его красным смещением. При этом красные смещения будут браться из оптических наблюдений. После того как кривая будет построена, можно будет делать оценки расстояний до объектов с неизвестными красными смещениями. Очень похожий по внешней форме метод был предложен в работе Комберг и Смирнов (1985).
- 3) Особая ценность предлагаемого метода оценки расстояний заключается в том, что исключается влияние возможной космологической эволюции радиогалактик, т.к. метод не требует стандартной свечи в радиодиапазоне.
- 4) В связи с тем, что на настоящий момент нет обзоров с угловым разрешением  $1''$  или лучше, нельзя поставить задачу массовых оценок красных смещений, т.к. не будут наблюдаться завалы

в спектрах радиооблаков связанные с синхротронным самопоглощением и не будет возможности оценить плотность энергий внутри радиооблака. Мы ожидаем, что это станет возможным после строительства системы апертурного синтеза LOFAR.

## 4.6 Обсуждение результатов. Выводы

В настоящей главе приведены оценки физических параметров для компактных деталей, имеющих в своих спектрах завалы, связанные с тепловым поглощением излучения и с синхротронным самопоглощением в источниках разных выборок.

Для FIR галактик сверхвысокой светимости было показано, что завалы в спектрах, вероятнее всего, связаны с тепловым поглощением излучения. Плотность тепловой плазмы в этих галактиках оказалась сравнимой с плотностью плазмы в Галактике. Вероятнее всего, уплотнение или завал в интегральных спектрах FIR галактик связаны с областями килопарсекового молекулярного диска, и размеры этого диска существенно больше, чем размеры АЯГ, которым можно было бы приписать наблюдаемые плотности потока.

К источникам имеющим завалы спектра в их компактных деталях, а именно в РСДБ ядрах, частях джетов, горячих пятнах, радиооблаках, применены две модели позволяющие оценить физические параметры.

А) Методика оценки физических параметров по первой модели, основанной на аналитическом решении уравнения переноса изложена в Артюх (1988). В этой модели предполагается, что механизм излучения синхротронный, завал в спектре детали связан с синхротронным самопоглощением. Сами источники представляются сферическими, а релятивистские частицы и поля имеют однородное распределение по источнику. Данная модель позволяет дать оценки напряженности магнитного поля, плотности релятивистских частиц (в данной главе и в оригинальных работах предполагалось, что эти частицы являются электронами), энергий магнитного поля и релятивистских частиц. Решение представляет собой систему двух уравнений. Решением первого из них является оценка напряженности для перпендикулярной компоненты магнитного поля. Подставляя эту оценку во второе уравнение, можно получить оценку плотности релятивистских частиц. Первое из уравнений — фактически переписанная относительно напряженности магнитного поля формула Слыша (Sligh, 1963). Уже без ссылки на В.И.Слыша, формула была переписана в обзоре Келлерманна (Kellermann and Pauliny-Toth, 1981). Данные работы имеют в совокупности порядка 500 цитирований в литературе. В существенной части работ, ссылающихся на статью Слыша и обзор Келлерманна, делались в том числе оценки на-

пряженности магнитного поля. Т.к. уравнения, из которых мы извлекаем оценки физических параметров, связаны, то любая ошибка в оценке магнитного поля автоматически приведет к ошибке в определении концентрации релятивистских частиц, а также к ошибке в соотношении энергий магнитного поля и релятивистских частиц.

Используя методику Артюх (1988), были даны оценки для примерно 150 компактных деталей радиоисточников, что позволило получить ряд статистических выводов, изложенных в данной главе: магнитное поля в радиогалактиках оказалось на порядок больше, чем в квазарах; для квазаров чаще встречается ситуация, когда энергия релятивистских частиц во много раз больше, чем энергия магнитного поля; в радиогалактиках чаще встречается обратная ситуация; типичные магнитные поля в квазарах и радиогалактиках оказались такими же, что и у авторов ссылающихся на работы Sligh (1963) и Kellermann and Pauliny-Toth (1981) —  $10^{-2} - 10^{-4}$  Гс; используя источники имеющие трехкомпонентную структуру, состоящую из ядра и пятен по обе стороны от ядра, удалось показать, что рост магнитного поля к ядру может быть по закону  $1/r^3$  (т.е. дипольному закону). Методику удалось также применить к источникам со сверхбыстрой переменностью. Оказалось, что источники со сверхбыстрой переменностью (несколько часов на частоте 5 ГГц) на самом деле имеют относительно большие линейные размеры (см. Главу 1). Их переменность связана с межзвездными мерцаниями, а их размеры близки к размерам источников с переменностью на масштабах сотни дней. При этом оценки физических параметров близки к оценкам, полученным ранее по источникам в других выборках.

В то же время использованная методика дала аномально низкие (до  $\sim 10^{-10}$  Гс) и аномально высокие (до  $\sim 10^6$  Гс) оценки напряженности магнитного поля для ряда ничем не примечательных компактных деталей некоторых радиоисточников. Аномально низкие поля на 4 порядка величины меньше, чем средняя напряженность магнитного поля в обычных спиральных галактиках (Beck, 1983). Т.е. фактически они меньше флуктуационных полей в Галактике. Аномально высокие поля должны приводить к моментальному высвечиванию энергии электронами (см. формулы в первом томе справочника Ленг (1978)). Т.е. такие компоненты фактически не должны были бы наблюдаться вследствие малого времени жизни. Согласно Артюх (1988), возможная погрешность оценки величины напряженности магнитного поля — один порядок и, следовательно, два порядка величины для оценки энергии магнитного поля. Эти возможные погрешности отражаются на оценках плотности и энергии релятивистских частиц. Были проверены другие возможные погрешности, которые не рассматривались в оригинальной методике: неправильная оценка релятивистского уярчения; неправильные оценки угловых размеров компактных деталей в оригинальных работах; вытянутость магнитных силовых линий такая, что оцениваемая перпендикулярная компонента магнитного поля очень мала по сравнению с

полной оценкой напряженности магнитного поля. Анализ показывает, что все эти возможные погрешности не могут объяснить получаемые оценки.

В рамках модели источники являются сферическими, а частицы и магнитные поля распределены однородно. В то же время из наблюдений известно, что компактные детали чаще всего ближе по своей форме к цилиндрам, чем к сферам. Завал в спектре со спектральным индексом 2.5, который должен быть у сферических источников с однородным заполнением магнитным полем и частицами, на практике почти не встречается.

Попытка избавиться от влияния несферичности источников была предпринята в работе Тюльбашев и Черников (2004) для источников с наблюдаемой быстрой переменностью (масштабы сотни дней/годы). Удалось показать, что в компонентах увеличивающих свои размеры со временем (если это адиабатическое расширение) магнитное поле падает, а концентрация релятивистских частиц растет.

Б) Для учета несферической формы источника и учета возможного распределения магнитного поля и частиц по какому-либо закону была разработана методика Артюх и Черников (2006). В этой методике так же решаются уравнения переноса, но не в аналитическом виде, а численно. Авторы показали, что используя оценки плотности потока и угловые размеры детали на разных частотах, можно получить хорошее вписывание теоретического спектра в наблюдаемые оценки плотности потока. При этом (для реальных, а не модельных источников) получаются верхние оценки на энергию релятивистских частиц и нижние оценки на энергию магнитного поля. Артюх и Черников (2006) так же показали, что средняя величина напряженности магнитного поля, полученная по новой методике, близка к оценке напряженности магнитного поля, полученной по старой методике.

Используя новую методику, основанную на модели неоднородного источника с синхротронным излучением, были получены оценки физических параметров ряда источников. Показано, что для некоторых источников приходится вводить сильно неоднородные поля, для того чтобы объяснить наблюдаемый спектр. Для некоторых источников магнитные поля (в рамках модели) оказались практически однородными. При этом средние напряженности магнитных полей для всех 13 исследованных компактных деталей лежат от 1 Гс до  $10^{-4}$  Гс, а соотношение между энергиями магнитного поля и релятивистских частиц существенно ближе к равномерному, чем для компактных компонент источников, к которым применялась старая методика.

Есть также и независимая проверка правильности новой методики Артюх и Черников (2006). В работах Артюх и др. (2012а) с использованием новой методики исследована радиогалактика Лебедь А. Она же исследована в работах Roland et al. (1988), Muxlow et al. (1988). Полу-

ченые оценки физических параметров в пятнах этой радиогалактики по методике Артюх и Черников (2006) и классической гидродинамики с использованием самосогласованной модели для определения физических параметров (Roland et al., 1988; Muxlow et al., 1988) дали оценки совпадающие друг с другом с точностью  $\sim 30\%$ .

Как упоминалось выше, существуют оценки величины напряженности магнитного поля в деталях десятки и сотни гаус. Существование больших магнитных полей можно косвенно проверить по существованию гигантских ( $\sim 10^6 - 10^9$  рад/м<sup>2</sup>) мер фарадеевского вращения. Для обнаружения таких величин  $RM$ , необходима разработка особых способов поиска. В данной главе приведен один разработанный метод поиска больших  $RM$  и проведено сравнение с другими способами поиска больших  $RM$ . Показано, какие  $RM$  можно найти с использованием штатных спектрографов существующих в мире.

В одном из параграфов главы показано, что оценки физических параметров могут дать принципиальную возможность оценки красных смещений из спектра континуума.

В заключении параграфа хотелось бы отметить неприятную ситуацию, сложившуюся при получении оценок физических параметров с использованием модели однородного источника с синхротронным излучением. Большая часть всех оценок в мире (для напряженности магнитного поля) сделана по формуле, полученной из формулы Слыша. Использование этих оценок для последующего извлечения плотности релятивистских частиц — лишь дополнительный шаг. В то же время приведенные в главе рисунки 4.4 и 4.5 говорят об обратной пропорциональности между энергиями магнитного поля и релятивистских частиц (в логарифмической шкале). Зависимость кажется сомнительной в силу того, что для ее существования необходимы нереально большие и нереально маленькие значения напряженности магнитного поля.



## Глава 5

# Протяженные и компактные компоненты радиоисточников

Если говорить о самом общем представлении источника с АЯГ, то можно его представить в виде ядра (центральной машины), которое вырабатывает энергию, джетов (струй), которые передают эту энергию наружу от ядра и в которых эта энергия может частично высвечиваться и протяженных структур в виде горячих пятен и/или радиооблаков, которые и высвечивают поданную в них энергию. Если темпы аккреции низкие, либо вовсе отсутствуют на каком то этапе жизни источника, то протяженная структура будет выглядеть диффузной и без резких краев. Под понятием "гало" обычно подразумевают протяженные структуры. В применении к антенне БСА ФИАН и используемому методу межпланетных мерцаний гало — это немерцающая (протяженная) часть источника. На частоте 100 МГц мерцают источники с угловыми размерами  $< 1''$ . Легко оценить, что для типичных внегалактических источников такие угловые размеры соответствуют линейным размерам от десятков парсек до килопарсека. Т.е., если деталь имеет бóльшие размеры, то она мерцать не будет. Угловое разрешение антенны БСА ФИАН, как правило, не дает возможности оценить форму источника. Однако сама информация о существовании гало может быть подтверждением или опровержением тех или иных гипотез. Мы так же можем выявить какие-либо общие свойства гало в разных выборках источников.

В основе данной главы лежат следующие публикации: Тюльбашев (1997) Тюльбашев (2009а), Тюльбашев и Черников (2009), Тюльбашев (2009б).

## 5.1 Гало источников наблюдавшихся в обзоре методом межпланетных мерцаний

При исследовании мерцающих радиоисточников в избранных площадках на небе (см. Главу 3 диссертации и Приложение А.2, А.3) в ходе обработки наблюдений фиксировались как флуктуации плотности потока, так и пиковая плотность потока, если она превышала 3 Ян. В силу размера диаграммы БСА ФИАН (напомним  $0.5^\circ \times 1^\circ$ ) за редчайшим исключением оценки пиковых плотностей потоков совпадают с оценками интегральных плотностей потоков. Тем не менее пиковые значения плотностей потоков радиоисточников, приведенные в Таблице А.2, в некоторых случаях заметно превосходят их ожидаемые интегральные плотности потоков, пересчитанные с частоты 151 МГц (7С обзор; McGilchrist, 1990) на частоту 102 МГц со спектральным индексом равным среднему 0.9 (с учетом возможной путаницы ото всех соседних радиоисточников попадающих в диаграмму направленности БСА). Это может быть вызвано как более крутым спектральным индексом источника по сравнению со средним, так и его протяженностью. Дело в том, что при построении спектров источников, наблюдавшихся нами в обзоре площадок на небе, использовались каталоги составленные по наблюдениям на интерферометрах и телескопах с высоким (относительно наблюдений на БСА ФИАН) угловым разрешением. Наихудшее угловое разрешение было на частоте 1.4 ГГц —  $5'$  (White and Becker, 1992). В остальных обзорах, сделанных на частотах 151 МГц, 365 МГц, 408 МГц, 5 ГГц (McGilchrist et al., 1990; Douglas, 1987; Ficarra et al., 1985; Gregory and Condon, 1991) угловое разрешение было от  $1'$  до  $3'$ . Следовательно, если угловые размеры источника были больше  $5'$ , то антенна БСА ФИАН будет регистрировать завышенные, по сравнению с ожидаемыми, плотности потока источников. Например, гигантская радиогалактика 3С 236 по нашим измерениям имеет пиковое значение плотности потока 29 Ян, ее интегральная плотность потока на частоте 102 МГц равна 50 Ян (Артюх и Оганисян, 1988), а интерферометрические наблюдения с разрешением  $70''$  на частоте 151 МГц (McGilchrist et al., 1990) обнаружили здесь две компоненты, суммарная плотность потока которых пересчитанная на 102 МГц равна 17.5 Ян. Поэтому мы решили выделить в отдельную таблицу радиоисточники с завышенными плотностями потоков как кандидатов в протяженные радиогалактики.

В таблице 5.1 приведены источники с повышенной интегральной плотностью потока. В первой колонке дано обозначение источника в общепринятой системе обозначений. Во второй — наблюдаемое значение интегральной плотности потока. В третьей колонке дано ожидаемое значение интегральной плотности потока, полученное из вышеуказанных соображений. Прочерк в третьей колонке для источника В1002+403 показывает, что для него нет отождествления ни

Таблица 5.1: Источники с повышенной интегральной плотностью потока

Название источника	Снабл.(Ян)	Сожд.(Ян)
V0953+399	3.2	0.3
V0955+389	12	7.5
V1002+403	3	-
V1003+352	29	17.5
V1003+364	4	0.6
V1006+430	3	0.6
V1007+457	3.5	1.5
V1007+418	22	14
V1008+395	3	0.6
V1008+435	8.7	4.8
V1034+404	14	9
V1055+405	13	6.5

в 7C (McGilchrist et al. 1990), ни в 6C (Hales et al. 1988) каталогах.

Оценки компактности приведенные в Приложении А.3, позволяют нам также оценить и свойства протяженных компонент источников.

На рис.5.1 показано распределение компактности радиоисточников, наблюдавшихся в Пушчинском обзоре мерцающих источников (см. Главу 3 и Приложение А.2. Часть источников, наблюдавшихся в обзоре не была отождествлена в 7C обзоре и не имели оценки интегральной плотности потока из наших наблюдений. Для этих источников предполагалось, что полнота 7C обзора была 0.2 Ян. Согласно McGilchrist et al. (1990) на таких плотностях потоков в 7C обзоре терялось не больше 2-3 источников из 100. Следовательно можно для наших 17 неотожествленных источников пересчитать 0.2 Ян на ожидаемую плотность потока на 102 МГц со спектральным индексом 0.9 (взяв из работы McGilchrist et al. (1990)). Тогда делением наблюдаемой плотности потока компактного радиоисточника на экстраполированную на 102 МГц интегральную плотность потока можно получить нижнюю оценку компактности неотожествленных радиоисточников. В силу возможных и неопределимых ошибок эти оценки компактности для окончательного анализа не используются, но приводятся на рисунках. Точками на гистограмме рис.5.1 обозначены данные с косвенной оценкой компактности. Заметно, что эти точки концентрируются в той части гистограммы, где высокие компактности. По исходным

данным см. Приложение А.3, было оценена средняя компактность и среднеквадратичные разбросы как для "прямых" данных, так и с использованием косвенных оценок компактности. Получено, что  $\langle R \rangle = 0.36 \pm 0.03$  и, соответственно,  $0.47 \pm 0.03$ , а среднеквадратичные разбросы  $\sigma_R = 0.23 \pm 0.08$  и  $0.29 \pm 0.09$ . То есть, распределение компактностей радиоисточников является очень широким. Концентрация источников, имеющих высокую компактность по косвенным данным, на правом конце гистограммы наводит на мысль, что компактные источники могут различаться какими-то дополнительными признаками.

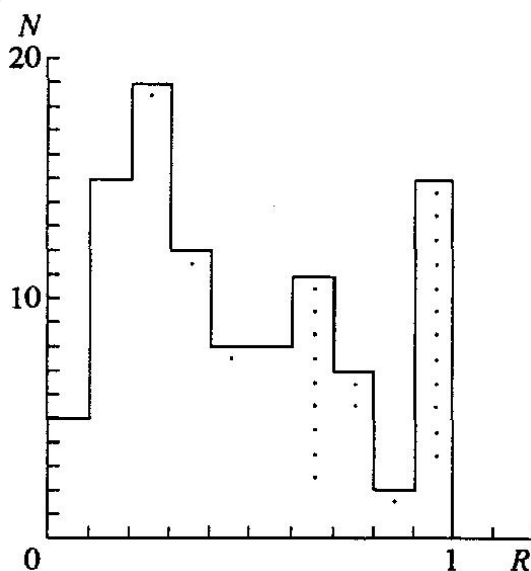


Рис. 5.1: Распределение компактности радиоисточников. По горизонтальной оси отложена компактность, а по вертикальной количество источников с данной компактностью. Рисунок взят из работы Тюльбашев (1997).

Проверим связь интегральных плотностей потоков радиоисточников с компактностью радиоисточников. Как отмечено в Главе 3, проведенный дифференциальный подсчет компактных радиоисточников показал, что до плотностей потоков компактной компоненты  $S = 0.7$  Ян подсчет мерцающих источников мало отличается от подсчета в евклидовой вселенной, а при  $S < 0.7$  Ян наблюдается резкий завал кривой подсчета. Более далекие источники в среднем должны быть более слабыми. Проверим являются ли они более компактными. В качестве условной границы слабых источников выберем плотность потока в 0.7 Ян. В таблицах 5.2 и 5.3 приведено распределение компактностей источников, которые разделены по плотности потока. В верхней строке приведена граница компактности источников, в нижней — количество источников с данной компактностью. Например,  $R = 0.4$  и соответствующее  $N = 10$  означает, что источников с  $0.2 < R \leq 0.4$  было 10.

Таблица 5.2: Распределение компактности источников с  $S \geq 0.7$ 

$R$	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
$N$	10	10	9	0	0+1

Таблица 5.3: Распределение компактности источников с  $S < 0.7$ 

$R$	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
$N$	10	19+2	6+1	7+11	4+12

Через (+) в таблицах 5.2 и 5.3 размещены источники у которых компактность оценивалась по косвенным данным. Если учитывать косвенные оценки компактности радиоисточников, то из таблиц 5.2 и 5.3 можно заметить, что более слабые источники имеют большую компактность. На рис. 5.2 и 5.3 данные из таблиц приведены в виде гистограмм распределения компактности источников в зависимости от их плотности потока. При построении гистограмм были взяты источники с надежно определенной компактностью. Гистограммы выглядят настолько непохожими, что необходимо проверить принадлежат ли эти выборки одной генеральной совокупности. Проверка этой гипотезы проводилась по критерию Уилкоксона (Wilcoxon, 1945). Уровень значимости брался равным 0.05. Оказалось, что выборки не принадлежат одной генеральной совокупности. Существует значительное различие и в средней компактности, и в среднеквадратичных разбросах. Для источников с надежно определенной компактностью было получено:

$$\langle R \rangle = 0.29 \pm 0.03 (S \geq 0.7) \quad \langle R \rangle = 0.40 \pm 0.04 (S < 0.7)$$

$$\sigma_R = 0.16 \pm 0.07 (S \geq 0.7) \quad \sigma_R = 0.25 \pm 0.1 (S < 0.7)$$

Таким образом, более слабые источники реально являются несколько более компактными.

Попытки связать компактность источника с его интегральной плотностью потока делались неоднократно. Анализируя кембриджские наблюдения мерцающих источников Readhead and Hewish (1974), Swarup and Bhandary (1976) нашли связь компактности источника с его плотностью потока. Более слабые источники оказались более компактными. Так как полнота обзора мерцающих источников Readhead and Hewish (1974) была 2 Ян, то эта связь должна относиться к гораздо большим плотностям потоков, чем это имеет место в наших наблюдениях. С другой стороны, в работе Speed and Warwick (1978) по анализу интерферометрических наблюдений источников на частоте 408 МГц с разрешением  $1''$  и высокой чувствительностью было получено,

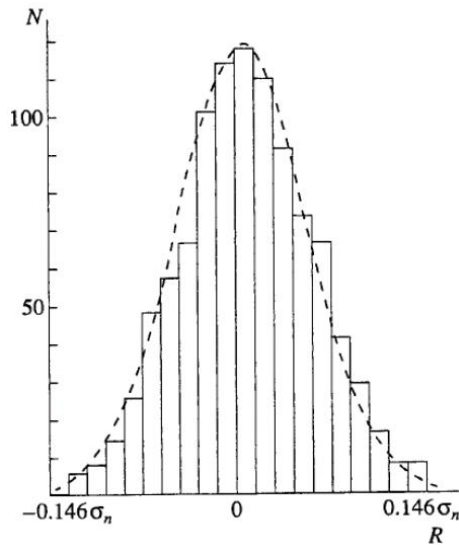


Рис. 5.2: Распределение компактности радиисточников с компактностью  $R \geq 0.7$  Ян. По горизонтальной оси отложена компактность, а по вертикальной количество источников с данной компактностью. Рисунок взят из работы Тюльбашев (1997).

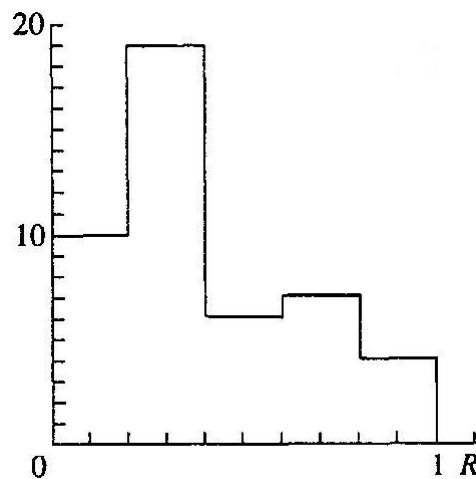


Рис. 5.3: Распределение компактности радиисточников с компактностью  $R < 0.7$  Ян.. По горизонтальной оси отложена компактность, а по вертикальной количество источников с данной компактностью. Рисунок взят из работы Тюльбашев (1997).

что такой зависимости нет, исключая самые сильные источники с плотностями потоков  $S > 10$  Ян. В работе Artyukh and Speed (1979) проверялась степень компактности очень слабых радиосточников по наблюдениям с бóльшей чувствительностью, чем в Readhead and Hewish (1974). Было получено, что средняя компактность ( $\langle R \rangle = 0.2$ ) согласуется с компактностью, полученной в работе по анализу интерферометрических наблюдений Speed and Warwick (1978) и не подтверждает зависимости компактность–плотность потока компактной компоненты Swarup

and Bhandary (1976). Наши результаты вновь говорят о том, что такая зависимость существует. Объяснение несовпадения наших результатов с работами Speed and Warwick (1978) и Artyukh and Speed (1979) заключается в следующем. Исходный выбор источников в этих работах проводился сугубо по признаку их интегральной плотности потока. В конечном подсчете средней компактности участвовали источники, которые не имели компактных компонент на уровне предела чувствительности наблюдений. Таким источникам приписывалась компактность равная нулю. В наших наблюдениях сначала выявлялись мерцания, и компактность определялась только по тем источникам, которые мерцали. То есть мы проводили некоторым образом селекцию источников. Если взять исходные данные по компактности, определенной из мерцаний слабых источников Artyukh and Speed (1979) и подсчитать среднюю компактность по всем источникам с надежной оценкой компактности, то получается  $\langle R \rangle = 0.32$ , а  $\sigma_R = 0.27$ . Для случая интерферометрических наблюдений Speed (1976) подобные оценки были сделаны для источников с однокомпонентным ядром и хорошо определенными координатами. Минимальная плотность потока компактной компоненты, регистрируемая в этих наблюдениях, оказалась при пересчете на частоту 102 МГц со средним спектральным индексом 0.85 (приводимым в этой работе) равной приблизительно 0.05 Ян. То есть в среднем в этих наблюдениях регистрировались источники в несколько раз более слабые, чем в наших наблюдениях. Оказалось, что эти слабые источники имеют  $\langle R \rangle = 0.44$ , а  $\sigma_R = 0.33$ . Таким образом, с уменьшением плотности потока, регистрируемой в наблюдениях, компактность выросла. Наши оценки (пункт 3)  $\langle R \rangle = 0.36$  и  $\sigma_R = 0.23$  хорошо согласуются с этими оценками. Сложнее дело обстоит с работой Swarup and Bhandary (1976). Наши результаты, относящиеся к плотностям потоков на порядок более слабым, повторяют основной ее результат. Тем не менее, на наш взгляд более правы авторы Speed and Warwick (1978), которые нашли существование зависимости компактность–плотность потока компактной компоненты лишь для сильных источников. Дело в том, что в работе Swarup and Bhandary (1976) около половины источников имели лишь верхние или нижние оценки  $R$ . Для источников например с  $R \leq 0.2$  принималось  $R = 0.2$ . В Artyukh and Speed (1976) показано, что при наблюдениях методом мерцаний с более высокой чувствительностью чем в Swarup and Bhandary (1976), почти все источники, которые имели лишь верхние оценки компактности, мерцают. При этом  $R$  таких источников резко уменьшается по сравнению со своей верхней оценкой. Таким образом компактность слабых источников вероятнее всего сильно завышена. Для более сильных плотностей потоков, где косвенных данных по оценке компактностей радиоисточников меньше, это, вероятно, сказалось на том, что получившаяся зависимость оказалась более крутой, чем она есть на самом деле. Свою лепту мог внести и пересчет интегральных плотностей потоков с частот 430 МГц и 327 МГц на частоту 81.5 МГц, где проводились наблюдения

компактных радиоисточников методом межпланетных мерцаний. Спектральный индекс брался равным 0.75. Этот спектральный индекс значительно отличается от спектрального индекса, полученного в работе McGilchrist et al. (1990) ( $\alpha = 0.9$ ). Если средний спектральный индекс больше чем 0.75, то это приведет к недооценке интегральных плотностей потоков на частоте 81.5 МГц и, следовательно, к переоценке компактностей. В работе Swagup and Bhandary (1976), не учитывалось так же и то, что распределение спектральных индексов довольно широкое, поэтому незнание спектров отдельных источников может приводить как к недооценке, так и к переоценке компактности источников.

К сожалению наших данных совершенно недостаточно, чтобы построить зависимость компактность–плотность потока в широком диапазоне плотностей потоков. Мы можем лишь констатировать, что связь между интегральной плотностью потока источника и его компактностью существует и что она, возможно, является продолжением зависимости, обнаруженной для больших плотностей потоков.

Проверим так же связь компактности радиоисточника с крутизной его интегрального спектра.

Средняя компактность источников, полученная для источников с надежно определенной компактностью  $R = 0.36$ , и это значит, что плотность потока компактной компоненты в среднем составляет существенную часть от интегральной плотности потока. Следовательно, если компактная ( $< 1''$ ) компонента имеет менее крутой спектр, чем протяженная ( $> 1''$ ) компонента, то это должно сказаться на среднем спектральном индексе. Для проверки этой гипотезы все источники с известными спектрами были разделены на две группы относительно уровня компактности 0.36. Этот уровень — условная граница, которая была выбрана лишь потому, что средняя компактность по всей выборке была равной 0.36.

Графически эти распределения изображены в виде гистограмм на рисунках 5.4 и 5.5. В первую очередь была сделана проверка принадлежности двух полученных выборок одной генеральной совокупности по критерию Уилкоксона (Wilcoxon, 1945). При уровне значимости 0.05 выборки не принадлежат одной генеральной совокупности. Затем были сделаны оценки средних спектральных индексов для обоих случаев по исходным данным (Приложение А.3). При  $R < 0.36$ :  $\langle \alpha \rangle = 0.89 \pm 0.03$ , что очень близко к значению среднего спектрального индекса (0.9) полученного в 7С обзоре (McGilchrist et al., 1990). При этом среднеквадратичный разброс  $\sigma_\alpha = 0.22 \pm 0.08$ . Для источников с  $R > 0.36$ :  $\langle \alpha \rangle = 0.76 \pm 0.05$ , а  $\sigma_\alpha = 0.27 \pm 0.12$ .

Таким образом оказалось, что менее компактные источники имеют в среднем несколько бóльшие спектральные индексы интегральных спектров. Вероятнее всего это связано с тем,



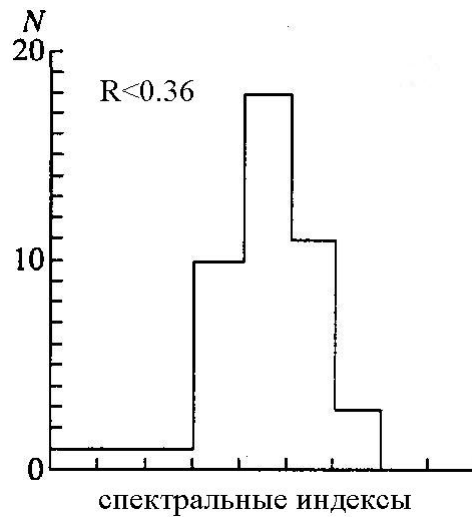


Рис. 5.4: Распределение спектральных индексов источников при компактности  $R < 0.36$ . По горизонтальной оси отложена оценка спектрального индекса, а по вертикальной количество источников с данным спектральным индексом. Рисунок взят из работы Тюльбашев (1997).

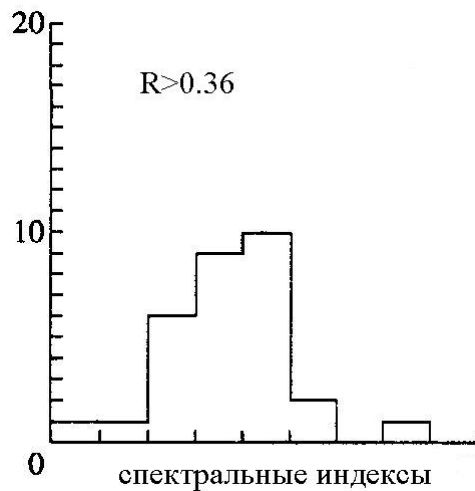


Рис. 5.5: Распределение спектральных индексов источников при компактности  $R > 0.36$ . По горизонтальной оси отложена оценка спектрального индекса, а по вертикальной количество источников с данным спектральным индексом. Рисунок взят из работы Тюльбашев (1997).

что компактные источники, локализованные в ядрах протяженных радиоисточников, имеют в среднем менее крутые спектры, чем спектры протяженных компонент.

## 5.2 Вклад гало у источников полной выборки, по наблюдениям на высоких и низких частотах

Наблюдения выборки Пирсона-Редхида методом межпланетных мерцаний приведены в Приложении А.1 и в Главе 2. Повторим лишь, что выборка Пирсона-Редхида являлась полной на частоте 5000 МГц и в ней были отображены источники с плотностью потока больше 1.3 Ян. Для ряда исследованных источников есть отдельные примечания (см. оригинальную работу Тюльбашев (2009б)).

Рассмотрим вклад гало и компактной компоненты у источников выборки Пирсона-Редхида на частоте 5000 МГц, где и формировалась выборка и эти же вклады на частоте 111 МГц, где проводились наблюдения источников этой выборки (см. таблицу 5.4). В первой колонке даны названия источников (в скобках – альтернативное название), а также тип источника (Q – квазар, G – галактика, BL Lac – лацертида). Угловые размеры источников для получения корректной оценки плотности потока компактной компоненты брались из работ Pearson and Readhead (1988), Hardcastle et al. (1997), Taylor et al. (1996), Polatidis et al. (1995), Lonsdale (1984), Taylor (2000), Fomalont et al. (2000), Taylor and Perley (1992). У большей части источников компактная область не превосходит 50 мсек. Подробнее проблема оценки или верхней оценки  $S_{sc}$  обсуждена в работе Тюльбашев (2009в). Часть источников, помещенных в таблицу исследовались ранее (см. Артюх и Оганисян (1993), Ananthakrishnan et al. (1989), Tyulbashev and Chernikov (2001), Артюх и Тюльбашев (1996), Тюльбашев (2009в), Tyulbashev and Augusto (2005), Артюх и др. (1994а), Артюх и Оганисян (1988а)). Информация по ним также размещена в Таблице 5.4. В Приложении А.1 в колонке с оценками интегральной плотности потока источников зачастую значится лишь верхняя оценка интегральной плотности потока. Это связано с тем, что интегральную оценку можно сделать лишь для источников с плотностью потока больше 3 Ян (в три раза выше уровня путаницы для протяженных источников). Для источников, имеющих меньшие интегральные плотности потока, в скобках приведены их оценки полученные экстраполяцией высокочастотных данных из NED. В колонках 3 и 4 даны, соответственно, оценки компактности ( $R = S_{comp}/S_{int}$ ) на частотах 111 МГц и 5000 МГц для источников, у которых ее можно было оценить. При этом на частоте 111 МГц под компактной подразумевалась мерцающая компонента, а на частоте 5000 МГц — поток в РСДБ карте, если он оценивался авторами оригинальных работ, либо сумма плотностей потоков отдельных компонент. Т.к. во многих компактных источниках наблюдается переменность, то по возможности брались одновременные наблюдения для строгой оценки компактности. Для получения оценки компактности на 5000 МГц использовались работы: Lister et al. (2001), Fernini et al. (1997), Xu et al. (1995),

Hirabayashi et al. (2000), Akujor et al. (1991), Owsianik and Conway (1998), Akujor (1992), Pearson and Readhead (1988), Lonsdale (1984), Hardcastle et al. (1998), Spencer et al. (1989), Pearson et al. (1985), Perley et al. (1979), Giovannini et al. (1990).

Таблица 5.4: Оценки плотностей потоков источников выборки Пирсона-Редхида и их компактности.

Название источника	тип	$R_{111}$	$R_{5000}$
B0016+731	Q	$\leq 0.46$	0.73
B0040+517(3C 20)	G	$\leq 0.02$	0.23
B0108+388(oc314)	G		
B0133+476(oc457)	Q	0.41	0.43
B0153+744	Q	$\leq 0.69$	0.99
B0212+735	Q	$\leq 0.23$	1.0
B0220+427(3C 66.B)	G		
B0314+486(3C 83.1B)	G	0.02	
B0316+413(3C 84)	G	0.2	0.79
B0403+768(4C+76.03)	G	0.24	$\geq 0.36$
B0538+498(3C 147)	Q	0.46	0.28
B0605+480(3C 153)	G	0.12	0.27
B0710+439(oi417)	G	$\leq 0.93$	1.0
B0711+356(oi318)	Q	$\leq 0.69$	1.0
B0723+679(3C 179)	Q	0.04	0.24
B0804+499(oj508)	Q	$\leq 1$	1.0
B0809+483(3C 196)	Q	0.16	0.68
B0814+425(oj425)	BL Lac	0.2	0.836
B0831+557	G	0.11	0.83
B0850+581(4C+58.17)	Q	0.07	0.75
B0859+470(4C+47.29)	Q	0.17	0.75
B0906+430(3C 216)	Q	0.17	0.43
B0917+458(3C 219)	G	$\leq 2 \times 10^{-3}$	$\geq 0.02$
B0923+392(4C+39.25)	Q	0.07	1.0
B0945+408(4C+40.24)	Q	0.19	1.0
B0951+699(3C 231,M82)	G		

Название источника	тип	$R_{111}$	$R_{5000}$
B0954+658	BL Lac	$\leq 0.37$	0.51
B0954+556(4C+55.17)	Q		
B1003+351(3C 236)	G	0.12	0.14
B1031+567(ol553)	G	$\leq 0.26$	0.98
B1157+732(3C 268.1)	G		
B1254+476(3C 280)	G		
B1358+624(4C+62.22)	G	0.61	1
B1409+524(3C 295)	G	0.08	$\leq 0.01$
B1458+718(3C 309.1)	Q	0.09	$\geq 0.09$
B1609+660(3C 330)	G		
B1624+416(4C+41.32)	Q	$\leq 0.12$	0.74
B1633+382(4C+38.41)	Q	0.42	0.79
B1634+628(3C 343)	Q	0.21	0.94
B1637+574(os562)	Q	$\leq 0.09$	0.78
B1641+399(4C+39.48)	Q	0.13	0.73
B1642+690(4C+69.21)	Q	$\leq 0.09$	0.73
B1652+398(4C+39.49)	G	$\leq 0.43$	0.57
B1739+522(4C+51.37)	Q	$\leq 0.23$	0.88
B1749+701	BL Lac	$\leq 0.38$	0.84
B1807+698(3C 371)	G	$\leq 0.07$	0.55
B1823+568(4C+56.27)	BL Lac	$\leq 0.05$	0.65
B1828+487(3C 380)	Q	0.09	0.37
B1842+455(3C 388)	G		
B1928+738(4C+73.18)	Q	$\leq 0.13$	0.9
B1939+605(3C 401)	G	$\leq 0.03$	
B1954+513(ov591)	Q	$\leq 0.22$	0.61
B2021+614(4C+31.56)	G	$\leq 1$	0.95
B2153+377(3C 438)	G		
B2200+420(BL Lac)	BL Lac	$\leq 0.21$	0.92
B2229+391(3C 449)	G	$\leq 0.03$	
B2243+394(3C 452)	G	$\leq 2 \times 10^{-3}$	0.04

Название источника	тип	$R_{111}$	$R_{5000}$
B2351+456(4C+45.51)	Q	0.15	0.72
B2352+495(oz488)	G	$\leq 0.2$	0.68

Сконструируем подобие выборки Пирсона-Редхида по наблюдениям на низких частотах. За основу возьмем 4C каталог (частота наблюдений 178 МГц). Выберем источники со склонениями между  $35^\circ$  и  $70^\circ$ , исключим источники, лежащие в галактической плоскости  $|b| \leq 10^\circ$ . В получившейся выборке оставим 51 источник с наибольшими плотностями потоков. Именно так и конструировалась выборка Пирсона-Редхида на частоте 5000 МГц. Граница сильных источников на 178 МГц оказалась чуть выше 10 Ян.

Приведем имена этих 4C источников, а также их тип (взяты из NED) и интегральную плотность потока (4C+35.25 (G;10.8 Ян); 4C+36.16 (G;14.2 Ян); 4C+37.21 (G;11.3 Ян); 4C+37.63 (G;46.3 Ян); 4C+38.21 (Q;13.0 Ян); 4C+38.26 (G;14.5 Ян); 4C+39.01 (G;11.6 Ян); 4C+39.07 (G;15.2 Ян); 4C+39.39 (G;18.7 Ян); 4C+39.45 (G;46.4 Ян); 4C+39.48 (Q;11.9 Ян); 4C+39.71 (G;30.0 Ян); 4C+40.28 (Q;21.7 Ян); 4C+41.06 (G;14.8 Ян); 4C+41.07 (G;40.5 Ян); 4C+41.27 (G;12.7 Ян); 4C+41.39 (Q?;11.6 Ян); 4C+42.07 (G;17.4 Ян); 4C+43.17 (Q;20.1 Ян); 4C+43.20 (G;11.4 Ян); 4C+44.28 (G;11.3 Ян); 4C+45.19 (Q;34.3 Ян); 4C+45.39 (G;22.5 Ян); 4C+46.20 (G;13.0 Ян); 4C+46.34 (G;12.2 Ян); 4C+47.36 (G;23.7 Ян); 4C+47.45 (G;12.7 Ян); 4C+47.49 (G;15.2 Ян); 4C+48.15 (G;15.4 Ян); 4C+48.22 (Q;73.7 Ян); 4C+48.46 (Q;63.9 Ян); 4C+49.14 (Q;59.6 Ян); 4C+50.04 (G;10.9 Ян); 4C+50.37 (G;11.8 Ян); 4C+51.02 (G;38.5 Ян); 4C+51.36 (G;11.3 Ян); 4C+52.30 (G;74.9 Ян); 4C+52.33 (G;10.6 Ян); 4C+54.11 (G;20.3 Ян); 4C+54.34 (G;14.2 Ян); 4C+58.16 (Q;12.5 Ян); 4C+58.21 (G;20.2 Ян); 4C+60.24 (Q;13.5 Ян); 4C+60.29 (G;21.6 Ян); 4C+62.25 (G;14.5 Ян); 4C+62.26 (Q;12.4 Ян); 4C+62.27 (G;11.5 Ян); 4C+63.21 (G;14.3 Ян); 4C+66.13 (Q;13.7 Ян); 4C+66.17 (G;23.2 Ян); 4C+69.12 (G;14.0 Ян)).

Если в выборке на 5 ГГц было приблизительно одинаковое количество радиогалактик и квазаров, то в выборке на 178 МГц квазаров чуть меньше 30%, а радиогалактик чуть больше 70%. Это говорит о том, что спектры квазаров более плоские, чем у радиогалактик, и что более вероятны завалы спектров в квазарах.

Пересечение выборок оказалось небольшое. Из 51 источника, сильного на 5 ГГц, в 4C каталоге оказался 21 источник. 30 источников сильных на низких частотах, на высоких частотах были слабее 1.3 Ян (границы выборки Пирсона-Редхида). Это значит, что самостоятельный интерес представляют любые полные выборки, если они получены по наблюдениям на далеких друг от друга частотах.

Т.к. выборка Пирсона-Редхида в первую очередь была нацелена на исследование РСДБ ис-

точников, то интересно сравнить компактные компоненты источников, полученные на высоких и низких частотах. Как упоминалось во введении, в исходной выборке на 5 ГГц были источники с интегральной плотностью потока больше 1.3 Ян. Следовательно, при компактности источника 0.4 в компактной компоненте будет плотность потока больше 0.5 Ян. В наблюдениях на 111 МГц такие источники уверенно обнаруживаются. Граница компактности 0.4 — это условная граница. В наблюдениях на 5 ГГц квазары с компактностью больше 0.4 составляют 85% от их общего числа, а галактики — чуть больше 50%. В наших наблюдениях более чем в половине всех источников компактные компоненты вообще не обнаруживаются. При этом источники с компактностью меньше 0.4 составляют 75% от общего числа квазаров и 80% от общего числа радиогалактик. Отсюда следует несколько выводов:

во-первых, на низких частотах в интегральной плотности потока сильных источников очень существенна роль протяженной компоненты (гало);

во-вторых, большая часть компактных компонент источников должна иметь завалы спектров. Эти результаты ожидаемые. Угловые размеры компактных компонент большей части источников по РСДБ наблюдениям оказываются от долей миллисекунд до нескольких миллисекунд, поэтому должно наблюдаться синхротронное самопоглощение в спектрах компактных деталей на низких частотах;

в-третьих, тот факт, что методом межпланетных мерцаний не обнаруживаются компактные компоненты в большей части исследованных источников означает, что завалы спектров произошли не только в самых сильных компонентах источников, но и в более слабых. В противном случае мы бы регистрировали мерцания. Продолжая рассуждения, заметим, что компоненты, незначимые на высоких частотах и сильные на низких частотах, должны иметь крутые спектральные индексы и угловые размеры десятки или сотни мсек. При этом компактная компонента, имеющая плотность потока 30-40 мЯн, на частоте 5 ГГц должна уверенно обнаруживаться на низких частотах.

Конечно, нельзя исключить ситуации, когда на низкой частоте может появиться компактный источник, который не определялся на высоких частотах в силу недостаточной чувствительности наблюдений, но такой случай будет скорее исключением, чем правилом.

### 5.3 Гало у GPS и CSO источников

#### GPS источники.

Как упоминалось в Главе 2 природа источников с пиком спектра на гигагерцах в настоящее время до конца не изучена. Существует по крайней мере четыре гипотезы о природе этих

источников. Согласно первой из них — это молодые объекты, которые со временем становятся классическими двойными источниками типа FRI или FRII. Согласно второй — это старые объекты окруженные столь плотной средой, что она не позволяет им расширяться. Согласно третьей гипотезе — это рекуррентные объекты, которые наблюдатели застали за новым циклом активности. Наконец, согласно четвертой гипотезе — это объекты, которые образуются при взаимодействии галактик. Подробнее эти гипотезы отражены в обзоре o’Dea (1998) и в трудах конференций, посвященных исследованию GPS источников.

Специальные работы по поиску гало проводились ранее, и в них было показано, что  $\simeq 25\%$  GPS источников имеет гало (Baum et al. 1990; Stanghellini et al. 1990). Наблюдения гало проводились в ходе многочастотных наблюдений на VLA, где самые низкие частоты приходились на 1.4 ГГц.

Заметим, что гало должно быть заметнее всего на низких частотах, где завалы спектра в компактных компонентах уже произошли, а протяженная компонента, имеющая крутой спектр, становится более выраженной. В наших наблюдениях зарегистрированные интегральные плотности потока были меньше 3 Ян (см. Главу 2 и Приложение А.1). 3 Ян — это плотности потока, выше которой интегральная плотность потока на БСА считается надежно определенной. Исключением был лишь источник B1312+699. Из 16 источников наблюдавшихся ранее, оценки интегральной плотности потока есть лишь у 4 источников. Следовательно, наши оценки могут быть использованы для оценки вклада гало в интегральную плотность потока для незначительной части источников. Поэтому для построения низкочастотной части спектра протяженной компоненты привлекались базы данных CATS и NED с наблюдениями исследованных источников на низких (меньше 1 ГГц) частотах. Сравнение плотности потока компактной компоненты и экстраполированной или интерполированной плотности потока на частоту 111 МГц дает возможность выявить роль гало.

Предварительный анализ всей выборки источников показал, что большую часть из них нельзя использовать для оценки вклада гало на частоте  $\sim 100$  МГц.

Из анализа были исключены: а) источники, по которым не найдено информации по интегральным плотностям потоков на частотах ниже 400 МГц (B0022-423, B0528-250, B0602+780, B0646+600, B1100+223, B1118-056, B1333+459, B1824+271); б) источники, спектр которых непохож на спектр GPS источника (B0046+861, B0238-084, B0400-319, B0503-043, B0507+179, B0554-026, B0858-279, B0902+490, B1011+813, B1045+019, B1312+699, B1648+015, B2015+657, B2121-014, B2236+124); в) источники, спектр которых имеет признаки переменности. Мы полагаем, что источник переменный, когда его интегральная плотность потока, полученная на

антеннах с близким угловым разрешением, отличается в 1.5 и более раза на двух и более частотах (B0039+230, B0248+430, B0437-454, B0711+356, B0738+313, B1607+268, B1851+488, B2149+056, B2337+264); г) источники, у которых верхняя оценка плотности потока компактной компоненты выше, чем оценка интегральной плотности потока (B0108+388, B0144+209, B0201+113, B0457+024, B0500+019, B0552+398, B0636+680, B0703+468, B0710+439, B0743-006, B0903+684, B1133+432, B1245+676, B1351-018, B1355+441, B1404+286, B1604+315, B1732+094, B1751+278, B1843+356, B1848+283, B2008-068, B2134+004, B2322-040); д) источники, у которых нет низкочастотной оценки плотности потока компактной компоненты (B0018+729, B0159+839, B0237-233, B0742+103, B0802+212, B0853+752, B0914+114, B1143-245, B1245-197, B1354-174, B1519-273, B1601-222, B1934-638, B2000-330, B2126-158, B2153-119, B2323+790, B2333-528, B2342+821). Таким образом, в пунктах а)-д) собраны GPS источники, которые нельзя использовать для оценки вклада гало в интегральную плотность потока на низких частотах.

В таблице 5.5 представлена информация по всем оставшимся источникам выборки, имеющим достаточно информации для оценки вклада гало в интегральную плотность потока источников. Таблица разбита на 3 части двойными отчеркиваниями. В первой части таблицы собраны источники, нуждающиеся в дополнительном исследовании для оценки вклада гало. Во второй части собраны источники, в которых, на наш взгляд, уверенно выделяется гало. Наконец в третьей части таблицы собраны источники у которых гало, по-видимому, отсутствует на частотах порядка 100 МГц. Почти все источники имеют краткие комментарии. В первой колонке приведено название источника. Во второй — оценка плотности потока компактной компоненты, а в третьей колонке — оценка интегральной плотности потока на 111 МГц. В четвертой колонке показана компактность источника на частоте 111 МГц. Она получена делением содержимого второй и третьей колонок таблицы. В пятой и шестой колонках оценки спектрального индекса интегрального спектра источника и спектра компактной компоненты. В ходе анализа привлекались данные полученные методом межпланетных мерцаний на 327 МГц (Jeyakumar et al., 2000).

Комментарии к источникам:

**B0019-000.** В CATS и NED представлен спектр с выраженным максимумом около 700 МГц. На частотах ниже 400 МГц наблюдается резкое падение плотности потока. В тоже время наблюдения 178 и 80 МГц показывают рост плотности потока. Известны наблюдения этого источника методом межпланетных мерцаний на 327 МГц, где было показано, что индекс компактности источника 0.87. В наших наблюдениях имеется лишь верхняя оценка плотности потока компактной компоненты. Согласно этой оценке, завал в спектре компактной компоненты подтверждается. Если согласовать все данные, то оказывается, что гало источника имеет крутой



Таблица 5.5: Вклад гало в интегральную плотность потока GPS источников.

Источник	$S_{sc}(\text{Ян})$	$S_{int}(\text{Ян})$	$R$	$\alpha_1$	$\alpha_2$
B0231+183	$\leq 0.4$	0.95	$\leq 0.42$	+0.6	-
B0316+161	3.3	6?	0.55?	-	$\simeq -1.1$
B0904+039	$\leq 0.33$	0.57	$\leq 0.6$	-0.4	$\leq -0.53$
B0941-080	$\leq 0.26$	1.2	$\leq 0.22$	-0.67	$\leq -2.1$
B1031+567	$\leq 0.18$	0.5	$\leq 0.36$	-0.94	-
B1127-145	$\leq 0.17$	-	0.5?	-	$\leq -2.7?$
B1433-040	$\leq 0.4$	-	$\leq 0.3?$	-	-
B1543+005	$\leq 0.24$	-	$\leq 0.74?$	-	$\leq -1.8$
B2050+364	0.7	1.3	0.54	-0.38	-1.04
B2352+495	$\leq 0.24$	1.3	$\leq 0.18$	-0.46	-
B0019-000	$\leq 0.35$	$\geq 1.1$	$\leq 0.34$	$\geq -0.62$	$\leq -1.65$
B0428+205	1.1	1.75	0.63	-0.4	-0.27
B1117+146	0.8	4.5	0.18	-	-
B1323+321	0.9	4.3	0.21	-	-
B1345+125	0.6	3.7	0.16	-	-1.8
B1442+101	0.4	1.0	0.4	-0.5	-0.8
B1518+047	1.2	2.95	0.4	+0.72	-0.27
B2128+048	$\leq 0.17$	1.0	$\leq 0.17$	-1.0	$\leq -2.3$
B2210+016	0.9	$\geq 1.66$	$\leq 0.54$	$\geq -0.88$	-1.1
B1225+368	0.22	0.2	1.0	-1.25	-1.25
B1358+624	0.6	0.6	1.0	-2.5	-2.5
B1413+349	0.6	0.77	0.8	-0.65	-0.65
B1600+335	1-2.2	2?	1.0	-	-

спектральный индекс ( $\alpha \simeq 1.5$ ).

**B0231+183.** Согласно данным CATS на частоте 5 ГГц, оценки плотности потока источника меняются в два раза. Вследствие этого и малого количества данных на других частотах, спектр можно построить по-разному. Наша оценка плотности потока компактной компоненты позволяет утверждать, что гало в этом источнике есть, но других данных с высоким угловым разрешением для этого источника не найдено.

**B0316+161.** В наших наблюдениях на 102 МГц был вклад в интегральную плотность потока от источника 4C+16.10. Нет возможности оценить вклад от этого источника в других низкочастотных каталогах. Вследствие этого есть неопределенность в интегральной плотности потока источника.

**B0428+205.** В спектре CATS видна высокочастотная переменность.

**B0904+039.** Для источника не найдено оценок плотности потока на частотах ниже 327 МГц. Максимум в спектре приходится на 600 МГц. Вследствие этого экстраполяция интегрального спектра на низкие частоты не надежная. Согласно наблюдениям методом мерцаний на 327 МГц, индекс компактности источника 0.66, т.е. существование гало источника вероятно.

**B0941-080.** Согласно наблюдениям методом мерцаний на 327 МГц, гало у источника есть, т.к. индекс компактности источника 0.61. В наших наблюдениях мерцания не зарегистрированы. Согласно наблюдениям с высоким разрешением Dallacasa et al. (1998), источник двухкомпонентный. Т.к. завал в спектрах компактных компонент не обязательно начинается на одной и той же частоте, это означает, что показатель спектра каждой компоненты может быть круче чем -2.1. После учета вклада компактной компоненты гало имеет плоский спектр.

**B1117+146.** Спектр источника в CATS похож на GPS спектр с максимумом около 400 МГц. Согласно данным низкочастотного мониторинга в CATS, в источнике есть низкочастотная переменность. Однако B1117+146 — один из немногих GPS источников, который имеет оценку интегрального потока при наблюдениях методом мерцаний на 102 МГц и на 327 МГц, что позволяет сделать нужные оценки. Заметим, что на 327 МГц компактность источника  $R = 0.73$ .

**B1127-145.** Спектр в CATS похож на GPS спектр с широким плоским максимумом от 600 МГц до 2 ГГц. В то же время наблюдается переменность источника на высоких частотах. Вследствие этого интегральная плотность потока и показатель спектра для него не оценивались. Согласно наблюдениям методом мерцаний на 327 МГц, компактность источника 0.5. Оценка показателя спектра компактной компоненты получена в предположении, что за время между наблюдениями на 327 и 111 МГц переменность была незначительной.

**B1323+321.** В каталоге 4C источников, полученном на 38 МГц (Williams et al., 1966) есть оценка плотности потока источника не вошедшая в CATS и NED. Если она справедлива, то спектральный индекс гало ( $\alpha = 1.6$ ).

**B1345+125.** Спектр компактного источника удалось оценить, т.к. есть наблюдения источника методом мерцаний на частоте 327 МГц. Можно также оценить спектральный индекс гало ( $\alpha = 0$ ).

**B1413+349.** К сожалению, нет данных по этому источнику, полученных методом мерцаний на 327 МГц. Однако, с точностью до ошибок измерений можно ожидать, что компактность этого

источника равна единице.

**V1433-040.** Данных по плотностям потоков у этого источника мало. Согласно наблюдениям на 327 МГц, гало у источника отсутствует, а согласно нашим наблюдениям, компактная компонента не обнаружена. В то же время, на частоте 74 МГц регистрируется интегральная плотность потока. Если суммировать эти данные, то это может означать, что спектр гало у этого источника очень крутой ( $\alpha > 2$ ).

**V1442+101.** С учетом наблюдений на 327 МГц можно оценить спектральный индекс гало источника ( $\alpha = -0.1$ ).

**V1518+047.** Согласно наблюдениям на 611 МГц, гало источника отсутствует (Mutel and Hodges (1986)). Согласно наблюдениям на 327 МГц, компактность источника 0.62. С учетом этой компактности и получена оценка спектрального индекса компактной компоненты источника. Это дает нам возможность оценить спектр гало ( $\alpha = 1.0$ ).

**V1543+005.** Максимум в спектре приходится на частоту 300-600 МГц, а на частотах ниже 327 МГц оценок интегральной плотности потока не найдено. Вследствие этого нет возможности оценить интегральную плотность потока на 111 МГц и спектральный индекс интегрального спектра. Оценка компактности взята из наблюдений на 327 МГц. Можно ожидать, что она будет существенно ниже на нашей частоте и, следовательно, гало будет более выраженным. Отметим также, что из интегрального спектра на высоких частотах в источнике можно предположить переменность.

**V1600+335.** Данных по источнику с высоким угловым разрешением недостаточно для описания спектра компактной компоненты на низких частотах. Погрешности в определении плотности потока большие (в таблице 5.5) приведены возможные границы плотности потока компактной компоненты). На частотах выше 5 ГГц видна переменность.

**V2050+364.** Есть РСДБ наблюдения источника, полученные одновременно на пяти частотах от 0.33 МГц до 8.4 ГГц (Joseph and Lazio, 2001). С учетом данных CATS оказывается, что спектр гало близок к плоскому.

**V2128+048.** Т.к. есть наблюдения источника методом мерцаний на 327 МГц, то есть возможность оценить спектральный индекс гало ( $\alpha \geq -0.45$ ).

**V2352+495.** Возможно в источнике есть высокочастотная переменность.

Из таблицы 5.5 видно, что 19 из 23 источников (83%) вероятно имеют гало. Однако, если мы возьмем лишь уверенно определяемые гало и всю выборку источников, то оказывается, что всего 9 из 53 источников (17%) имеют гало. Очевидно, что процент GPS источников имеющих гало находится между 17% и 83%. Мы полагаем, что этот процент должен быть высоким и есть хороший косвенный аргумент в защиту этого предположения. Если взять базовые работы

по исследованию гало у GPS источников Baum et al. (1990), Stanghellini et al. (1990), то из 6 источников у которых это гало было определено, 5 источников нами наблюдалось (B0108+388, B0201+113, B0503-043, B0902+490, B1045+019). Ни у одного из них по разным причинам (слишком слабые для обнаружения на частоте 111 МГц или есть признаки переменности в спектре) гало не обнаружено. Т.е. процент источников имеющих гало должен быть существенно выше, чем полученные нами 17%.

### **CSO источники.**

Компактные симметричные источники (CSO) являются по сути являются подвыборкой источников с пиком спектра на гигагерцах. Их особенностью является то, что наблюдаемая плотность потока от деталей находящихся по разные стороны от ядра примерно одинаковая, переменность излучения небольшая, общий размер не превосходит килопарсека (Wilkinson et al. 1994; Readhead et al. 1996a). Поэтому можно ожидать, что результаты наблюдений CSO должны быть близки к результатам, полученным по наблюдениям GPS источников.

Гипотезы о природе CSO источников перекликаются с гипотезами о природе источников с пиком спектра на гигагерцах (GPS источников), т.к. CSO источники появились как подкласс GPS источников. Есть три основные гипотезы. Согласно первой из них, CSO источники — это молодые объекты, которые постепенно расширяясь и уходя от ядра, превращаются в компактные источники с крутыми спектрами (CSS источники). При этом их называют симметричными источниками среднего размера (MSO – medium symmetric object). Размер источника возрастает до десятков кпк. В ходе дальнейшей эволюции появляется источник типа FR II, или большой симметричный источник (LSO – large symmetric object), размеры которого от десятков кпк до нескольких Мпк (Fanti et al., 1995; Readhead et al., 1996b; Begelman, 1996). Согласно второй гипотезе, джеты CSO источников разрушаются при достижении килопарсекового размера. В этом сценарии CSO источники являются "вечно молодыми" (рекуррентными) объектами. Излучение от компонент, которые давно разрушились, может наблюдаться на больших расстояниях от области, занимаемой CSO источником в настоящее время (Kaiser and Alexander, 1997; Alexander, 2000). Согласно третьей гипотезе, плотная среда вблизи ядра источника не дает возможности распространиться джетам на большие расстояния. В этом сценарии CSO источник может быть как молодым, так и старым. Суть гипотезы в том, что CSO источник всегда будет иметь маленький размер (Carvalho, 1994; Carvalho, 1998).

По возможности были проведены наблюдения всех источников, которые можно было наблюдать на БСА ФИАН. Не удалось (по разным причинам) провести наблюдения 5 из 52 источников (подробности в Главе 2).

Специальных работ по поиску гало CSO источников нами не обнаружено. Однако, большая часть CSO источников является также и GPS источниками, а для них работы по оценке вклада гало в интегральную плотность потока проводились ранее, и в них было показано, что  $\simeq 25\%$  GPS источников имеет гало (Baum et al., 1990; Stanghellini et al., 1990). Наблюдения гало CSO источников обычно проводятся в ходе многочастотных наблюдений на VLA, где самые низкие частоты приходились на 1.4 ГГц. Оценка роли гало на низких частотах в сильных GPS источниках делалась в работе Тюльбашев (2009). Результаты отражены в диссертации в настоящем параграфе).

Так как интегральные плотности потока источников не получается оценить на 111 МГц из-за эффекта путаницы, то для построения низкочастотной части интегрального спектра привлекались базы данных CATS и NED с наблюдениями исследованных источников на низких (меньше 1 ГГц) частотах. Сравнение плотности потока компактной компоненты и экстраполированной, либо интерполированной интегральной плотности потока на частоту 111 МГц, дает возможность выявить роль гало. За основу бралась база данных CATS, т.к. при построении спектра в этой базе используется намного больше каталогов, чем в базе NED. При этом мы не можем исключить ошибок в использованной базе при извлечении интегрального спектра, связанных с некорректным отождествлением источников в каталогах. Поэтому все подозрительные (не имеющие пика в спектре) источники проверялись и в базе NED.

Предварительный анализ всей выборки источников показал, что существенную часть из них нельзя использовать для оценки вклада гало на частоте  $\sim 100$  МГц.

Из анализа были исключены: а) источники, спектр которых имеет признаки переменности (B0026+048, B0646+600, B1146+596, B1413+135, B1648+015, B1734+063, B2242+032). Эти источники имеют типичный спектр GPS источника, но плотность потока в максимуме спектра может меняться в разы. Вследствие этого нет возможности сделать оценку интегральной плотности потока и проверить вклад гало; б) источники, у которых верхняя оценка плотности потока компактной компоненты выше, чем оценка интегральной плотности потока (B0001+478, B0108+388, B0026+346, B0129+560, B0201+088, B0357+057, B0424+414, B0514+474, B0617+210, B0710+439, B0750+535, B1140+188, B1308+145, B1308+172, B1355+441, B1412+461, B1732+094, B1809+568, B1814+349, B1815+614, B1843+356, B1943+546, B2021+614, B2201+097). Ожидаемая интегральная плотность потока этих источников на частоте 111 МГц меньше 0.1 Ян и чувствительности антенны БСА ФИАН недостаточно для оценки вклада гало. Таким образом, в пунктах а) и б) собраны CSO источники, которые нельзя использовать для оценки вклада гало в интегральную плотность потока на низких частотах. В общей сложности, это 31 источник. С учетом пяти источников, наблюдения которых провести не удалось,

количество источников возрастает до 36.

В таблице 5.6 представлена информация по оставшимся 16 источникам выборки, имеющим достаточно информации для оценки вклада гало в интегральную плотность потока источников. Таблица разбита на 3 части двойными отчеркиваниями. В первой части таблицы собраны источники, нуждающиеся в дополнительном исследовании для оценки вклада гало. Как правило, это источники, у которых в области завала спектра спектральный индекс определяется неуверенно. Вследствие этого определяемая компактность может быть как выше, так и ниже приведенной оценки. Во-второй части собраны источники, в которых, на наш взгляд, уверенно выделяется гало. Наконец, в третьей части таблицы собраны источники, у которых гало, по-видимому, отсутствует на частотах порядка 100 МГц. Часть источников имеют, по необходимости, краткие комментарии. В первой колонке приведено название источника, во-второй — оценка плотности потока компактной компоненты, в третьей — оценка интегральной плотности потока на 111 МГц, полученная экстраполяцией или интерполяцией данных спектров CATS и NED на нашу частоту. В четвертой колонке показана компактность источника на частоте 111 МГц. Она получена делением содержимого второй и третьей колонок таблицы. Наконец, в пятой колонке приведены ссылки на статьи, где авторы оригинальных работ подтверждают данный CSO источник. Появление колонки связано с тем, что в оригинальной работе Pesck and Taylor (2000), взятой нами за основу для наблюдений, было приведено 52 источника, являющиеся кандидатами в CSO. Источники, у которых нет ссылки в пятой колонке, либо все еще являются кандидатами в CSO, либо уже выбыли из кандидатов.

Комментарии к источникам:

**B0026+346.** В CATS представлен спектр с выраженным максимумом около 1 ГГц. На частотах ниже 400 МГц наблюдается резкое падение плотности потока. Спектральный индекс в области завала спектра, определенный по интегральному спектру равен  $\alpha \simeq -2.5$ . Спектральный индекс в области падения спектра близок к индексу, соответствующему синхротронному самопоглощению в источнике с однородным распределением магнитного поля и релятивистских частиц. Конечно, не исключено и тепловое поглощение. Если завал в спектре связан все же с синхротронным самопоглощением, то в этом источнике гало отсутствует, и его можно поместить в соответствующую часть таблицы 5.6.

**B0421+145.** Интегральный спектр источника негладкий. Наша верхняя оценка плотности потока компактной компоненты на элонгации  $70^\circ$  имеет погрешность около 50%, поэтому оценка компактности может изменяться в широких пределах.

**B0514+474.** На частотах ниже 400 МГц наблюдается резкое падение интегральной плотности потока  $\alpha \simeq -3.0$ . Источник похож на выше рассмотренный источник B0026+346.

**B0749+426.** Интегральный спектр источника взят из NED. Он имеет слабо выраженный максимум на частоте близкой к 1.4 ГГц. Между частотами 408 МГц и 365 МГц начинается рост плотности потока. Мы не проводили экстраполяцию плотности потока на частоту 111 МГц, и предположили, что плотность потока будет больше, чем на 365 МГц.

**B0839+187.** Интегральный спектр в NED до частоты 365 МГц близок к плоскому, а между частотой 408 МГц и 365 МГц отмечается резкий рост плотности потока со спектральным индексом  $\alpha \simeq 2$ , что полностью согласуется с плотностью потока на 80 МГц равной 9 Ян. С учетом того, что на 160 МГц дается лишь верхняя оценка плотности потока  $S_{int} \leq 2.2$  Ян, нам представляются сомнительными данные на частотах ниже 408 МГц ( $S_{int} = 0.81$  Ян). Мы не проводили экстраполяции, и взяли эту оценку в качестве интегральной плотности потока на 111 МГц. Если все же данные на 80 МГц действительно относятся к B0839+187, то компактность источника  $< 0.04$ .

**B0922+005.** Интегральный спектр в CATS на частотах между 74 МГц и 5 ГГц имеет спектральный индекс  $\alpha \simeq 0$ ). Т.к. мерцающий источник нами не обнаружен, и индекс компактности  $\leq 0.41$ , то это говорит о гало, которое может иметь плоский спектр вплоть до самых низких наблюдаемых частот.

**B1107+485.** Интегральный спектр источника экстраполируется на частоту 111 МГц не надежно. Нужны дополнительные низкочастотные данные.

**B1543+005.** Оценка компактности взята из работы по исследованию сильных GPS источников (см. этот параграф выше или Тюльбашев (2009)). Там же и комментарии.

Если принимать в рассмотрение лишь те источники у которых удалось оценить возможный вклад гало в интегральную плотность потока, то оказывается их 81%, что близко к цифре 83% полученной по GPS источникам. Если принимать в рассмотрение лишь источники с надежно определенными гало и всю выборку источников, то оказывается, что источников имеющих гало 11% что немного ниже, чем у GPS источников, показывающих 17%. Количество CSO источников с гало должно быть между 10% и 80%. Для уточнения этой величины необходимы наблюдения на вступающей в строй антенне LOFAR. Мы ожидаем, что большая часть CSO источников имеет гало на низких частотах.

У пяти источников надежно определено гало. Еще у восьми источников, по-видимому, имеется гало и они являются кандидатами для наблюдений на LOFAR.

Таблица 5.6: Вклад гало в интегральную плотность потока CSO источников.

Источник	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$	подтвержденные CSO
0421+145	$\leq 0.4$	0.6	$\leq 0.7$	Augusto et al. (2006)
0839+187	$\leq 0.29$	0.81	$\leq 0.36$	
0922+005	$\leq 0.33$	0.8	$\leq 0.41$	
1031+567	$\leq 0.18$	0.5	$\leq 0.36$	
1107+485	$\leq 0.21$	0.25	$\leq 0.84$	
1108+201	$\leq 0.2$	0.3	$\leq 0.67$	
1543+005	$\leq 0.24$	-	$\leq 0.74?$	
2352+495	$\leq 0.24$	1.3	$\leq 0.18$	
0204+316	$\leq 0.18$	1.45	$\leq 0.12$	Peck and Taylor (2000)
0328+677	$\leq 0.44$	0.8	$\leq 0.55$	
0749+426	0.42	$> 0.76$	$\leq 0.55$	
1824+184	0.35	2.0	0.18	
2358+406	$\leq 0.5$	1.2	$\leq 0.42$	
1225+368	0.22	0.2	1.0	Augusto et al. (2006)
1242+410	0.93	0.93	1.0	
1358+624	0.6	0.6	1.0	

## 5.4 Выводы

1) При исследовании второй площадки 7C обзора методом межпланетных мерцаний (см. Главу 3 и Приложение А.2) были обнаружены источники угловые размеры которых должны существенно превышать  $5'$ . Эти 12 радиоисточников являются кандидатами в гигантские радиогалактики.

Статистическое исследование спектров мерцающих радиоисточников, обнаруженных в первой площадке 7C обзора показало, что чем выше интегральная плотность потока источника, тем выше вклад гало в интегральную плотность потока. Если предположить, что в среднем более слабые источники являются более далекими, то можно ожидать, что рождение источников в радиодиапазоне начинается с рождения их АЯГ. По мере развития АЯГ развиваются и протяженные компоненты. Когда АЯГ переходит в неактивную или слабоактивную фазу протяженные компоненты (гало) продолжают высвечиваться.



Чем выше компактность источника, тем менее крутой спектр он имеет. С учетом результатов из Главы 3 (см. также Тюльбашев (1997)), где показано, что спектр компактных компонент большей части наблюдаемых источников крутой, можно заключить, что для большей части наблюдаемых радиоисточников спектральный индекс компактной компоненты (АЯГ):  $0.9 > \alpha > 0.5$ .

2) Исследование полной выборки Пирсона-Редхиды, сформированной на 5000 МГц и полной выборки, сформированной на частоте 178 МГц в той же самой площадке на небе и таким образом, чтобы в обеих выборках было одинаковое количество источников показало, что больше половины источников в выборках не совпадают. Не совпадает и процентный состав отождествленных радиоисточников. Если в полной выборке Пирсона-Редхиды примерно поровну радиогалактик и квазаров, то в полной выборке на 178 МГц радиогалактики составляют уже 2/3 от всех источников.

Если по РСДБ наблюдениям на 5000 МГц компактные радиоисточники всюду (практически) обнаружены, то наблюдения методом межпланетных мерцаний на 111 МГц показывают, что больше чем у половины источников компактные компоненты не обнаруживаются.

Абзацы пункта (2) говорят нам о том, что любые полные выборки представляют особый интерес для изучения наблюдаемых статистических свойств выборок.

3) Обнаружены гало ряда GPS и CSO источников. Для многих из этих источников гало обнаружены впервые. Для CSO источников целенаправленный поиск гало проведен впервые. Показано, что общее количество GPS и CSO источников, имеющих гало, не менее 15% и скорее всего ближе к 80%. По-видимому, однозначный ответ о вкладе гало в общую интегральную плотность потока появится после начала работы LOFAR.

Гипотеза о том, что GPS и CSO источники имеют рекуррентную природу кажется наиболее правдоподобной.

# Заключение

В заключение еще раз сформулируем основные результаты диссертационной работы, а также отметим наиболее перспективные, на наш взгляд, задачи, которые могут быть решены наблюдениями на антенне БСА ФИАН в будущем.

1) Разработаны две разные методики поиска компактных радиоисточников. Одна из них больше нацелена на исследование индивидуальных источников, а вторая более удобна для обработки обзора.

Принципиально новым моментом первой методики является то, что полнота обзора источников характеризуется функцией, а не числом. Ранее полнота обзора радиоисточников определялась одним параметром, а именно, предельно низкой наблюдаемой плотностью потока  $S_0$ . Методика реализована таким образом, что в обработанном сигнале обеспечивается максимальное отношение сигнал/шум, что весьма важно при поиске предельно слабых мерцающих источников.

Во второй методике обработка наблюдений осуществлена таким образом, чтобы можно было усреднять обработанные наблюдения в автоматическом режиме. Высокая чувствительность достигается за счет усреднения данных за весь срок наблюдений.

2) Предложено измерять коэффициент асимметрии функции распределения флуктуаций плотности потока мерцающего радиоисточника в качестве параметра, характеризующего межпланетную турбулентную плазму. Показано, что этот параметр может быть измерен дифференциальным методом и что по информативности он эквивалентен индексу мерцаний радиоисточника. Коэффициент асимметрии позволяет восстановить индекс мерцаний в случае слабых радиоисточников, когда трудно измерить среднюю плотность потока источника.

Использование коэффициента асимметрии к переменным внегалактическим радиоисточникам показало, что можно разделить собственную переменность внегалактического источника от переменности, возникшей из-за мерцаний на межзвездной среде. Можно также определить долю компактной компоненты (ядра), вариации потока которой происходят на неоднородностях межзвездной плазмы. На примере четырех квазаров показано, что доля мерцающей компо-

ненты составляет от 50 до 100% от полного потока источника, а собственный угловой размер источников на частоте 5 ГГц равен  $20 \div 40$  микросекунд. Приведены характеристики среды, на которой происходят мерцания.

3) Проведены наблюдения выборок разных классов источников методом межпланетных мерцаний. Это CSS, GPS и CSO источники, выборка Пирсона-Редхида, выборка гигантских радиогалактик, источники излучение которых доминирует в центральной компоненте на высоких частотах, источники с плоскими спектрами, источники со вспышкой звездообразования. Был также проведен обзор двух площадок на небе (450 кв.град.). Для всех наблюдавшихся источников (всего около 750) даны оценки интегральной плотности потока и плотности потока компактной (мерцающей) компоненты. Для подавляющей части всех наблюдавшихся источников, оценка плотности потока компактной компоненты в метровом диапазоне длин волн была дана впервые. Примерно у половины наблюдавшихся источников существование компактной компоненты не было известно до наших наблюдений.

4) Анализ проведенного методом межпланетных мерцаний обзора показал:

– компактные компоненты источников, обнаруженных в обзоре имеют крутые спектры. Большая часть наблюдаемых источников является квазарами с крутыми спектрами;

– космологическая эволюция квазаров с крутыми спектрами (средняя компактность на частоте 102.5 МГц равна 0.36) отличается от эволюции радиогалактик, представляющих большую часть радиоисточников в метровом диапазоне. Кривая подсчета в области малых плотностей потоков имеет существенно более крутой завал, чем кривая подсчета полученная по этим же площадкам, но для всех (включая немерцающие) источников. Крутой завал кривой подсчета компактных источников объясняется более высокой скоростью рождения источников на больших красных смещениях.

5) Были даны оценки физических параметров ряда источников, имеющих завалы спектра из-за синхротронного самопоглощения. Оценки были получены с использованием моделей, основанных на решении уравнения переноса излучения в предположении однородного и неоднородного распределения магнитных полей и релятивистских частиц. Зависимость между энергией магнитного поля и релятивистских частиц, полученная из оценок основанных на модели с однородным распределением магнитного поля и частиц дает указания на неработоспособность модели. Оценки физических параметров основанные на модели с неоднородным распределением поля и частиц совпадают с оценками, полученными в моделях гидродинамического представления компактных деталей источников.

Наблюдаемые напряженности магнитных полей приводят к мысли о вероятном существова-

нии больших мер Фарадеевского вращения. Поэтому была разработана методика наблюдений источников со сверхвысоким ( $> 10^5$  рад/м<sup>2</sup>) Фарадеевским вращением.

Было показано, что для подавляющей части наблюдаемых выборок завал спектра компактных компонент из-за синхротронного самопоглощения является наиболее вероятным. Для выборки инфракрасных галактик сверхвысокой светимости завал в спектре из-за теплового поглощения излучения оказался более вероятен. Поэтому были сделаны оценки плотности тепловых электронов в области завала. Оказалось, что ИК галактики сверхвысокой светимости имеют плотности тепловых электронов сравнимые с обычными галактиками.

6) Был разработан способ оценки красных смещений для радиоисточников типа FR II, радиооблака которых выходят в межгалактическое пространство. В связи со вступлением в строй антенны LOFAR может появиться возможность проверки данного способа. Главное преимущество предложенного способа заключается в том, что для его применения нет необходимости спектральных наблюдений в оптическом и радиодиапазонах.

7) Одновременная оценка как компактной, так и протяженной компонент в ходе одного сеанса наблюдений позволила заметить ряд особенностей у источников в выборках, отобранных по разным признакам:

- у источников, отобранных в ходе обзора на частоте 102.5 МГц методом межпланетных мерцаний, есть зависимость между компактностью и наблюдаемой интегральной плотностью потока. Чем плотность потока ниже, тем выше (статистически) его компактность;

- анализ наблюдений полной выборки источников Пирсона-Редхида показал, что в большей части компактных компонент наблюдаются завалы спектра и роль гало существенно выше на низких частотах;

- анализ наблюдений GPS и CSO радиоисточников показал, что существование гало вероятно для 80% этих очень компактных в гигагерцовом диапазоне радиоисточников.

Модернизация антенны БСА ФИАН привела к тому, что появилась возможность решения задач, которые нельзя решить на других, как существующих, так и на планирующихся антеннах и интерферометрических системах работающих в метровом диапазоне длин волн. Главные достоинства антенны БСА ФИАН — это многолучевость и высокая мгновенная чувствительность. Всего на системе БСА3 организовано 128 лучей, которые перекрывают на небе по склонению  $60^\circ$ . Каждому лучу соответствуют цифровые приемники, которые позволяют проводить наблюдения в 32 частотных каналах (ширина полосы канала примерно 80 кГц, общая полоса 2.5 МГц). При этом минимальная постоянная времени может достигать 20 мсек. Например можно решать задачи, связанные с исследованием долговременной переменности нескольких тысяч источни-

ков, поиск транзиентов, поиск крупномасштабных неоднородностей в распределении квазаров и многие другие.

### **Благодарности.**

Выражаю свою благодарность В.С.Артюху за годы плодотворной совместной работы. В.И.Шишову, И.В.Чашею, В.М.Малофееву, А.В.Засову за очень познавательные научные обсуждения. Сотрудникам, посещающим комнату 56, за неформальные семинары, которые позволили взглянуть на многие научные проблемы с другой стороны. Хочу выразить глубокую благодарность и признательность своим соавторам. Без разделения труда многие из моих статей никогда не появились бы на свет.

Большая поддержка и помощь при оформлении статей и диссертации была оказана моей женой и Л.Б.Потаповой.

# Литература

- Аракелян М.А., Сообщения Бюраканской обсерватории, 1975, **47**, 3
- Артюх В.С., *Астрономический Журнал*, 1981, **58**, 208
- Артюх В.С., Ветухновская Ю.Н., *Астрономический Журнал*, 1981, **58**, 689
- Артюх В.С., Шишов В.И., *Астрономический Журнал*, 1982, **59**, 896
- Артюх В.С., Кандалян Р.А., Оганнисян М.А., Санамян В.А., *Астрофизика*, 1982а, **18**, 215
- Артюх В.С., Малумян В.Г., Оганнисян М.А., *Астрономический Журнал*, 1982б, **59**, 1057
- Артюх В.С., Ветухновская Ю.Н., *Письма в Астрономический Журнал*, 1983, **9**, 86
- Артюх В.С., Оганнисян М.А., *Астрофизика*, 1983, **19**, 655
- Артюх В.С., *Астрономический Журнал*, 1984, **61**, 240
- Артюх В.С., Оганнисян М.А., *Астрофизика*, 1985, **22**, 211
- Артюх В.С., Кандалян Р.А., Оганнисян М.А., Санамян В.А., *Астрофизика*, 1985, **23**, 27
- Артюх В.С., Оганнисян М.А., *Письма в Астрономический Журнал*, 1988, **14**, 888
- Артюх В.С., *Труды ФИАН*, 1988, **189**, 223
- Артюх В.С., Оганнисян М.А., *Письма в Астрономический Журнал*, 1988а, **14**, 706
- Артюх В.С., Смирнова Т.В., *Письма в Астрономический Журнал*, 1989, **15**, 797
- Артюх В.С., "Исследование галактик и их ядер методом межпланетных мерцаний", диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук, 1991
- Артюх В.С., Оганнисян М.А., *Письма в Астрономический Журнал*, 1991, **17**, 891
- Артюх В.С., Оганнисян М.А., *Астрономический Журнал*, 1993, **70**, 443
- Артюх В.С., Оганнисян М.А., Тюльбашев С.А., *Письма в Астрономический Журнал*, 1994а, **20**, 178
- Артюх В.С., Оганнисян М.А., Тюльбашев С.А., *Письма в Астрономический Журнал*, 1994б, **20**, 258
- Артюх В.С., Засов А.В., Тюльбашев С.А., *Письма в Астрономический Журнал*, 1995, **21**, 723

- Артюх В.С., Тюльбашев С.А., *Астрономический Журнал*, 1996а, **73**, 669
- Артюх В.С., Тюльбашев С.А., *Астрономический Журнал*, 1996б, **73**, 661
- Артюх В.С., *Астрономический Журнал*, 1997, **74**, 184
- Артюх В.С., Тюльбашев С.А., Исаев Е.А., *Астрономический Журнал*, 1998а, **75**, 323
- Артюх В.С., Тюльбашев С.А., *Астрономический Журнал*, 1998б, **75**, 655
- Артюх В.С., Тюльбашев С.А., Черников П.А., *Астрономический Журнал*, 1999, **76**, 3
- Артюх В.С., Черников П.А., *Астрономический Журнал*, 2001, **78**, 1
- Артюх В.С., Черников П.А., *Астрономический Журнал*, 2006, **83**, 224
- Артюх В.С., Тюльбашев С.А., Черников П.А., *Астрономический журнал*, 2009, **86**, 1062
- Артюх В.С., Тюльбашев С.А., Черников П.А., *Астрономический журнал*, 2012а, **89**, 754
- Артюх В.С., Тюльбашев С.А., Черников П.А., *Астрономический журнал*, 2012б, **89**, 539
- Артюх В.С., Тюльбашев С.А., Черников П.А., *Астрономический журнал*, 2013, **90**, 466
- Власов В.И., Шишов В.И., Шишова Т.Д., *Письма в Астрономический Журнал*, 1976, **2**, 248
- Гочелашвили К.С., Шишов В.И., "Волны в случайно-неоднородных средах", М. ВИНТИ, 1981
- Дагкесаманский Р.Д., "Спектры внегалактических источников радиоизлучения", диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук, 1969г.
- Дженкинс Г.М., Ваттс Д.Г., "Спектральный анализ и его приложения", Изд-во "Мир" М., 1972
- Ефремов Ю.Н., "Расстояний шкала", *Физическая энциклопедия в 5 томах*, 1994, **4**, 284
- Зельдович Я.Б., Новиков И.Д., "Релятивистская астрофизика", 1967, Изд-во "Наука", Москва, 476
- Исаев Е.А., Лапаев К.А., Тюльбашев С.А., Галат Е.В., *Известия ВУЗов (Радиофизика)*, 1997, **XL**, 594
- Комберг Б.В., Смирнов М.А., *Астрофизика*, 1985, **22**, 257
- Комберг Б.В., *Препринт Института Космических Исследований (ИКИ)*, 1986, номер 1151
- Котельников В.А., "Материалы к 1 Всесоюзному съезду по вопросам технической реконструкции дела связи и развития слаботочной промышленности", 1933, Изд. управления связи РККА.
- Левин Б.Р., "Теоретические основы статистической радиотехники" Изд. "Советское радио", Москва, 1968, **кн. II**, 239
- Ленг К., "Астрофизические формулы", издательство Мир, Москва, 1978
- Пынзарь А.В., Шишов В.И., *Известия ВУЗов. Радиофизика*, 1975, **18**, 506
- Пынзарь А.В., Шишов В.И., *Астрономический Журнал*, 1997, **74**, 663

- Разин В.А., Известия ВУЗов, Радиофизика, 1960, **3**, 921
- Слущкий Е.Е., "Сложение случайных величин как источник случайных процессов", Избранные труды, Изд-во АН СССР, М., 1960, стр. 99-132.
- Татарский В.И., "Распространение волн в турбулентной атмосфере", М.: Наука, 1967
- Тюльбашев С.А., *Астрономический Журнал*, 1997, **74**, 812
- Тюльбашев С.А., Малов О.И., *Астрономический журнал*, 2000, **77**, 737
- Тюльбашев С.А., Черников П.А., *Астрономический Журнал*, 2000, **77**, 331
- Тюльбашев С.А., *Астрономический Журнал*, 2001, **78**, 498
- Тюльбашев С.А., *Астрономический Журнал*, 2003, **80**, 99
- Тюльбашев С.А., Черников П.А., *Астрономический журнал*, 2004, **81**, 789
- Тюльбашев С.А., Ковалев Ю.Ю., Труды ГАИШ, 2004, **LXXV**, 111
- Тюльбашев С.А., *Астрономический журнал*, 2005, **82**, 1081
- Тюльбашев С.А., *Астрономический Журнал*, 2009а, **86**, 354
- Тюльбашев С.А., *Астрономический Журнал*, 2009б, **86**, 35
- Тюльбашев С.А., *Астрономический Журнал*, 2009в, **86**, 23
- Тюльбашев С.А., Черников П.А., *Астрономический Журнал*, 2009, **86**, 345
- Тюльбашев С.А., Препринт ФИАН, 2012, № 12
- Хуанг Т.С., "Быстрые алгоритмы в цифровой обработке изображений". Под редакцией Т.С. Хуанга. Москва "Радио и связь", 1984
- Чашей И.В., Шишов В.И., Власов В.И., и др., Известия РАН, серия Физическая, 2006, **70**, 1542
- Черников П.А., Артюх В.С., Тюльбашев С.А., Лапаев К.А., *Астрономический Журнал*, 2006, **83** 233
- Черников П.А., "Исследование физических условий в АЯГ радиоастрономическими методами", диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук, 2006
- Шишов В.И., Тюльбашев С.А., Артюх В.С., и др., *Астрономический вестник*, 2005а, **39**, 375
- Шишов В.И., Смирнова Т.В., Тюльбашев С.А., *Астрономический журнал*, 2005б, **82**, 281
- Шишов В.И., Смирнова Т.В., Тюльбашев С.А., *Астрономический Журнал*, 2005, **82**, 281
- Шишов В.И., Тюльбашев С.А., Артюх В.С., и др., *Астрономический Вестник*, 2005, **39**, 375
- Шишов В.И., Тюльбашев С.А., Субаев И.А., Чашей И.В., *Астрономический Вестник*, 2008, **42**, 363
- Akujor C.E., Spencer R.E., Wilkinson P.N., *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 1990,



- Akujor C.E., Spencer R.E., Zhang F.J. et al., Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 1991, **250**, 215
- Akujor C.E., Spencer R.E., Saikia D.J., Astronomy and Astrophysics, 1991, **249**, 337
- Akujor C.E., Astronomy and Astrophysics, 1992, **259**, L.61
- Akujor C.E., Garrington S.T., Astronomy and Astrophysics Supplement, 1995, **112**, 235
- Alef W., Preuss E., Kellermann K.I. et al., "The impact of VLBI on Astrophysics and Geophysics", 1988, IAU symp. No.129, P.95 (eds. Reid M.J., Moran J.M., Reidel, Dordrecht)
- Alexander P., Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 2000, **319**, 8
- Altschuler D.R., Fundamentals of Cosmic Physics, 1989, **14**, 37
- Ananthakrishnan S., Kulkarni V.K., Ponsonby J.E.B. et al. Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 1989, **237**, 341
- Andernach H., 1998, priv. comm.
- Antonucci R., Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 1993, **31**, 473
- Armstrong J.W., Coles W.A., Rickett B.J., Journal of Geophysical Research, 1972, **77**, 2739
- Arp H., Atlas of peculiar galaxies, 1966, California Institute of Technology.
- Arp H., Bertola F., Astrophysical Journal, 1971, **163**, 195
- Artyukh V.S., Speed B., Astrophysics and Space Science, 1979, **61**, 229
- Artyukh V.S., Chernikov P.A., Tyul'bashev S.A., Astronomy and Astrophysics, 2008, **486**, 735
- Augusto P., Wilkinson P.N., Browne I.W.A., Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 1998, **299**, 1159
- Augusto P., Gonzalez-Serrano J.I., Perez-Fournon I., Wilkinson P.N. Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 2006, **368**, 1411
- Balasubramanian V., Janardhan P., Ananthakrishnan S., Manohavan P.K., Bulletin Astronomy Society of India, 1993, **21**, 469
- Baum S.A., O'Dea C.P., de Bruyn A.G., Murphy D.W., Astronomy and Astrophysics, 1990, **232**, 19
- Beck R., IAU symposium №100, 1983, p.159
- Becklin E.E., Tokunaga A.T., Wynn-Williams C.G., Astrophysical Journal, 1982, **263**, 624
- Begelman M., Greenbank workshop, 1996, eds Carilli C.L., Harris D.E. Cambridge University Press, 209
- Bennet A.S., Memoirs of Royal Astronomy Society, 1961, **68**, 163

Bentley M., Haves P., Spencer R.E., Stannard D., Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 1975, **173**, 93

Bignall H.E., Jauncey D.L., Lovell J.E.J., et al., Astrophysical Journal, 2003, **585**, 653

Blandford R.D., Znajek R.L., Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 1977, **179**, 433

Blandford R.D., Königl A., Astrophysical Journal, 1979, **232**, 34

Bourgeois G., Astronomy and Astrophysics, 1972, **21**, 33

Bourgeois G., Cheynet G., Astronomy and Astrophysics, 1972, **21**, 26

Braatz J.A., Wilson A.S., Henkel C., Astrophysical Journal, 1996, **106**, 51

Brentjens M.A., de Bruyn A.G., Proceedings of the Riddle of Cooling Flows in Galaxies and Clusters of Galaxies, 2003, Charlottesville, Virginia, USA, ed. T.H.Reiprich, J.C.Kempner, N.Soker

Brisken W.F., Benson J.M., Cross W.M., Torsett S.E., Astrophysical Journal, 2002, **571**, 906

Browne I.W.A., Patnaik A.R., Wilkinson P.N., Wrobel J.M., Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 1998, **293**, 257

Burch S.F., Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 1977, **181**, 599

Burch S.F., Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 1979, **187**, 187

Capetti A., Fanti R., Parma P., Astronomy and Astrophysics, 1995, **300**, 643

Carvalho J.C., Astronomy and Astrophysics, 1994, **292**, 392

Carvalho J.C., Astronomy and Astrophysics, 1998, **329** 845

Claussen M.J., Diamond P.J., Braatz J.A., Wilson A.S., Henkel C., Astrophysical Journal, 1998, **500**, L.129

Condon J.J., Dressel L.L., Astrophysical Journal, 1973, **15**, L.203

Condon J.J., Dressel L.L., Astrophysical Journal, 1978, **221**, 456

Condon J.J., Condon M.A., Gisler G. et al., Astrophysical Journal, 1982, **252**, 102

Condon J.J., Huang Z.P., Yin Q.F. et al., Astrophysical Journal, 1991, **378**, 65

Conway R.G., Birch P., Davis L.R., et al., Monthly Notice Royal Astronomy Society, 1983, **202**, 813

Cooper N.J., Lister M.L., Kochanzyk M.D., Astrophysical Journal Supplement, 2007, **171**, 376

Cotton W.D., Dallacasa D., Fanti C., et al., Astronomy and Astrophysics, 1997, **325**, 493

Dallacasa D., 1993, Ph.D. Thesis, University of Bologna

Dallacasa D., Fanti C., Fanti R., et al., Astronomy and Astrophysics, 1995, **295**, 27

Dallacasa D., Bondi M., Alef W., Mantovani F., Astronomy and Astrophysics Supplement, 1998, **129**, 219

Damashek M., Taylor J.H., Hulse R.A., *Astrophysical Journal*, **225**, L31

de Bruyn A.G., *Astronomy and Astrophysics*, 1976, **52**, 439

de Bruyn A.G., NFRA, 1996, Note 655, P.1

de Bryun A.G., Dennet-Thorpe J., *Astrophysics and Space Science*, 2001, **278**, 93

de Kool M., Begelman M.C., *Nature*, 1989, **338**, 484

Dennet-Thorpe J., de Bryun A.G., *Astrophysical Journal*, 2000, **523**, L65

Dennet-Thorpe J. and de Bryun A.G., *Astrophysics and Space Science*, 2001, **278**, 101

de Vries W.H., Barthel P.D., O'Dea C.P., *Astronomy and Astrophysics*, 1997, **321**, 105

Dixon R.S., *Astrophysical Journal Supplement Series*, 1970, **20**, 1

Douglas J.N., *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1987, **19**, 1048

Douglas J.N., Bash F.N., Bozayan F.A. at el., *Astronomical Journal*, 1996, **111**, 1945

Downes D., Maxwell A., *Astrophysical Journal*, 1966, **146**, 653

Dunlop J.S., Peacock J.A., *Montly Notice of the Royal Astronomical Society*, 1990, **247**, 19

Edge D.O., Shakeshaft J.R., Adam W.B., et al., *Memoirs of Royal Astronomy Society*, 1959, **68**, 37

Faber S.M., Jackson R.E., *Astrophysical Journal*, 1976, **204**, 668

Fanti C., Fanti R., Dallacasa D., et al., *Astronomy and Astrophysics*, 1995, **302**, 317

Fernini I., Burns J.O., Perley R.A., *Astronomical Journal*, 1997, **114**, 2292

Ferrari A., *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1998, **36**, 539

Fey A.L., Charlot P., *Astrophysical Journal Supplement Series*, 2000, **128**, 17

Ficcarra A., Grueff G., Tomasseti G., *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 1985, **59**, 255

Field G.B., Rogers R.D., *Astrophysical Journal*, 1993, **403**, 94

Fomalon E.B., Bridle A.H., Willis A.G., Perley R.A., *Astrophysical Journal*, 1980, **237**, 418

Fomalont E.B., Frey S., Paragi Z., *Astrophysical Journal Supplement Series*, 2000, **131**, 95

Fosbury R.A.E., Mebold U., Goss W.M., Dopita M.A., *Montly Notice of the Royal Astronomical Society*, 1978, **183**, 549

Gabel J.R., Bruhweiler F.C., Crenshaw D.H., et al., *Astrophysical Journal*, 2000, **532**, 883

Galt J.A., Kennedy J.E.D., *Astronomical Journal*, 1968, **73**, 135

Genzel R., Pauliny-Toth I.I.K., Preuss E., Witzel A., *Astronomical Journal*, 1976, **81**, 1084

Giovannini G., Feretti L., Comoretto G., *Astrophysical Journal*, 1990, **358**, 159

Gopal-Krishna, Patnaik A.R., Steppe H., *Astronomy and Astrophysics*, 1983, **123**, 107

Gopal-Krishna, Spoelstra T.A.Th., *Astronomy and Astrophysics*, 1983, **123**, 107

Gower J.F.R., Scott P.F., Wills D., *Memoirs of the Royal Astronomy Society*, 1967, **71**, 49

Green R.F., "The epoch of galaxy formation.", Ed. by C.S. Frenk, R.S. Ellis, T. Shanks et al. — Dordrecht: Kluwer, 1989, 121

Gregory P.C., Condon J.J., *Astrophysical Journal Supplement*, 1991, **75**, 1011

Guainazzi M., Antonelli L.A., *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 1999, **304**, L.15

Gugliucci N.E., Taylor G.B., Peck A.B., Giroletti M., *Astrophysical Journal*, 2005, **622**, 136

Hales S.E.G., Baldwin J.E., Warner P.J., *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 1993, **263**, 25

Hardcastle M.J., Alexander P., Pooley G.G., Riley J.M. *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 1997, **288**, 859

Hardcastle M.J., Alexander P., Pooley G.G., Riley J.M., *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 1998, **296**, 445

Haves P., *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 1975. **173**, 553

Heeschen D.S., *Astrophysical Journal*, 1968, **151**, L.135

Heeschen D.S., *Astronomical Journal*, 1970, **75**, 523

Heeschen D.S., Puschell J.J., *Astrophysical Journal*, 1983, **267**, L.11

Helow G., Soifer B.T., Rowan-Robinson N., *Astrophysical Journal Letters*, 1985, **298**, L7

Hill R.J., Frehlich R.G., Otto W.D., NOAA Tech. Memo. ETL-274, NOAA, Environmental Research Laboratories, Boulder, Colorado, 1996

Hill R.J., Frehlich R.G., *Journal of Optical Society Am. A.*, 1997, **14**, 1530

Hirabayashi H., Fomalont E.B., Horiuchi S. et al., *Publication of Astronomical Society of Japan*, 2000, **52**, 997

Ho L.C., Filippenko A.V., Sargent W.L.W., *Astrophysical Journal Supplement*, 1997, **112**, 315

Hodges M.W., Mutel R.L., Phillips R.B., *Astronomical Journal*, 1984, **89**, 1327

Hovatta T., Nieppola E., Tornikoski M., et al., *Astronomy and Astrophysics*, 2008, **485**, 51

Hoyle F., 1959, *Paris Symp. Radio Astronomy. IAU Symp.9* (ed.Bracewell R.), P.529

Humason M.L., Mayall N.U., Sandadge A.R., *Astronomical Journal*, 1956, **61**, 97

Inoue M., Tabara H., Kato T., Aizu K., *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 1995, **47**, 725

Jägers W.J., Ph.D. Thesys., 1986

Jägers W.J., *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 1987, **67**, 395

Jauncey D.L., Kedziora-Chudczer L., Lovell J.E.J., et al. *Astrophysics and Space Science*, 2001, **278**, 93

Jejakumar S., Saikia D.J., Pramesh Rao A., Balasubramanian V., *Astronomy and Astrophysics*, 2000, **362**, 27

Jones D.L., Wrobel J.M., Shaffer D.B., *Astrophysical Journal*, 1984, **276**, 480

Joseph T., Lazio W., *Astronomical Journal*, 2001, **560**, 698

Kadler M., Ros E., Lobanov A.P., et al., *Astronomy and Astrophysics*, 2004, **426**, 481

Kaiser C.R., Alexander P., *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 1997, **286**, 215

Kameno S., Sawada-Satoh S., Inoue M., et al., *Publication of the Astronomical Society of Japan*, 2001, **53**, 169

Kameno S., Inoue M., Wajima K., et al., *Publication of the Astronomical Society of Australia*, 2003, **20**, 134

Kameno S., Inoue M., Shen Z.-A., et al., *Proceedings of the 7-th European VLBI Network Symp.*, eds. Bachiller R., Colomer F., Desmurs J.F., de Vicente P. (2004, October 12-15, Toledo, Spain)

Kapahi V.K., *Astronomy and Astrophysics Suppl.*, 1981, **43**, 381

Kapahi V.K., 1987, *Observational Cosmology. IAU Symp.124* (ed.Hewitt A., Burbidge G., Fang L.Z.), 251

Kardashev N.S., *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 1995, **276**, 515

Kato T., Tabara H., Inoue M., Aizu K., *Nature*, 1987, **329**, 223

Kellerman K.J., *Astrophysical Journal*, 1964, **140**, 969

Kellermann K.I., Pauliny-Toth I.I.K., *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1981, **19**, 373

Kellermann K.I., *Nature*, 1993, **361**, 134

Kellermann K.I., Vermeulen R.C., Zensus J.A., Cohen M.H., *Astronomical Journal*, 1998, **115**, 1295

Klein U., Wielebinski R., *Astronomy and Astrophysics*, 1979, **110**, 229

Knapp G.R., Faber S.M., Galladher J.S., *Astronomical Journal*, 1978, **83**, 139

Kopylov A.I., Artyukh V.S., Kopylova F. G., *Astronomy and Astrophysics*, 2004, **421**, 455

Kovalev Y.Y., Nizhelsky N.A., Kovalev Yu.A., et al., *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 1999, **139**, 545

Kovalev Y.Y., Kellermann K.I., Lister M.L. et al., *Astronomical Journal*, 2005, **130**, 2473

Kuehr H., Witzel A., Pauliny-Toth I.I.K., Nauber V., *Astronomy and Astrophysics Supplement*,

1981, **45**, 367

Kulkarni V.K., Romney J.D., 1990, In: Proc. of the Dwingeloo Workshop on CSS and GPS radio sources, Istituto di Radioastronomia, Bologna (eds. Fanti C., Fanti R., O'Dea C.P., Schilizzi R.T.), 85

Laing R.A., Monthly Notice Royal Astronomy Society, 1981, **194**, 301

Lang K.R., "Astrophysical formulae Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1974

Langston G., Lawrence C., Astrophysical Journal Supplement Series, 1986, **61**, 105

Large H.I., Mills B.Y., Little A.G. et al., Monthly Notice Royal Astronomy Society, 1981, **194**, 693

Lister M.L., Tingay S.J., Murphy D.W. et al., Astrophysical Journal, 2001, **554**, 948

Lobanov A.P., Astronomy and Astrophysics, 1998, **330**, 79

Loeb A., Eisenstein D.J., Astrophysical Journal, 1995, **448**, 17

Longair M.S., Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 1966, **133**, 421

Lonsdale C.J., Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 1984, **208**, 545

Lonsdale C.J., Smith H.E., Lonsdale C.J., Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 1993, **405**, L9

Macdonald G.H., Kenderdine S., Neville A.C., Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 1968, **138**, 259

Madau P., Astrophysical Journal, 1992, **389**, L.1

Mantovani F., Junor W., Ricci R., et al., Astronomy and Astrophysics, 2002, **389**, 58

Marians M., Radio Science, 1975, **10**, 115

Marscher A.P., Astrophysical Journal, 1983, **264**, 296

Marscher A.P., "Superluminal radio sources", Proceedings of the Workshop, Pasadena, CA, Oct. 28-30, 1986. Cambridge and New York, Cambridge University Press, 1987, p.280

McGilchrist Mark M., Baldwin J.E., Riley J.M. et al., Monthly Notice Royal Astronomical Society, 1990, **246**, 110

Mercier R.P., Proceedings Cambridge Philosophy Societe, 1962, **58**, 382

Miley G., Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 1980, **18**, 165

Mirabel I.F., Rodríguez L.F., Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 1999, **37**, 409

Moss C., Dickens R.J., Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 1977, **178**, 701

Murphy D.W., Browne I.W.A., Perley R.A., Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 1993, **264**, 298

Mutel R.L., Hodges M.W., Phillips R.B., *Astrophysical Journal*, 1985, **290**, 86

Mutel R.L., Hodges M.W., *Astrophysical Journal*, 1986, **307**, 472

Mutel R.L., Phillips R.B., *IAU Symposium*, 1988, **129**, 73

Muxlow T.W.B., Pelletier G., Roland J., *Astronomy and Astrophysics*, 1988, **206**, 237

Myers S.T., Jackson N.J., Browne I.W.A., et al., *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 2003 **341**, 1

Nakagami M., "In Statistical Methods in Radio Wave Propagation". W.C. Hoffman (ed), Pergamon, New York, 1960, P.3

Norris R.P., Allen D.A., Sramek R.A. et al., *Astrophysical Journal*, 1990, **359**, 291

O'Dea C.P., *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 1998, **110**, 493

Omar A., Anantharamaiah K.R., Ruppen M., Rigby J., *Astronomy and Astrophysics*, 2002, **381**, L.29

Oort M.J.A., "Radio galaxies at very low flux levels (Their structure and spatial distribution)", 1987, Leiden, Thesis Ph.D

Osmer P.S., *Astrophysical Journal*, 1982, **253**, 28

Ostriker J.P., Heisler J., *Astrophysical Journal*, 1984, **278**, 1

Otrupcek I., Wright I., *Publication of Astronomy Society of Australia*, 1991, **9**, 170

Owen F.N., Ledlow M.J., Morrison G.E., Hill J.M., *Astrophysical Journal*, 1997, **488**, L.15

Owsianik I., Conway J.E., *Astronomy and Astrophysics*, 1998, **337**, 69

Pacholchyk A.G., "Radio galaxies", Pergamon Press, Oxford New York Toronto Sydney Paris Frankfurt, 1977

Parijskij J.N., Goss W.M., Kopylov A.I., et al., *Bull. Special. Astrophys. Obs.*, 1996, **40**, 5

Parker E.A., Kenderline S., *Observatory*, 1967, **87**, 124

Patnaik, A. R., Browne, I. W. A., Wilkinson, P. N., Wrobel, J. M., *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 1992, **254**, 655

Pauliny-Toth I.I.K., Kellermann K.I., Davis M.M. et al., *Astronomical Journal*, 1972, **77**, 265

Pauliny-Toth I.I.K., Witzel A., Preuss E. et al., *Astronomical Journal*, 1978, **83**, 451

Peacock J.A., Wall J.V., *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 1982, **198**, 843

Peacock J.A., *Montly Notice of the Royal Astronomical Society*, 1985, **217**, 601

Pearson T.J., Readhead A.C.S., *Astrophysical Journal*, 1981, **248**, 61

Pearson T.J., Perley R.A., Readhead A.C.S., *Astronomical Journal*, 1985, **90**, 738

Pearson T.J., Readhead A.C.S., *Astrophysical Journal*, 1988, **328**, 114

Peck A.B., Taylor G.B., *Astrophysical Journal*, 2000, **534**, 90

Pei Y.C., *Astrophysical Journal*, 1995, **438**, 623

Perley R.A., Willis A.G., Scott J.S., *Nature*, 1979, **281**, 437

Phillips R.B., Mutel R.L., *Astronomy and Astrophysics*, 1982, **106**, 21

Pilkington J.D.H., Scott J.F., *Memoirs of the Royal Astronomical Society*, 1965, **69**, 183

Polatidis A.G., Wilkinson P.N., Xu W., Readhead A.C.S., Pearson T.J. et al., *Astrophysical Journal Supplement Series*, 1995, **98**, 1

Purvis A., Tappin S.J., Rees W.G., et al., *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 1987, **229**, 589

Qian S.J., Kraus A., Krichbaum T.P., et al., *Astrophysics and Space Science*, 2001, **278**, 119

Readhead A.C.S., Hewish A., *Memoirs of the Royal Astronomical Society*, 1974, **78**, 1

Readhead A.C.S., Longair M.S., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1975, **170**, 393

Readhead A.C.S., Hewish A., *Monthly Notices of Royal Astronomy Society*, 1976, **176**, 571

Readhead A.C.S., Napier P.F., Bignell R.C., *Astrophysical Journal Letters*, 1980, **237**, 55

Readhead A.C.S., *Astrophysical Journal*, 1994, **426**, 51

Readhead A.C.S., Taylor G.B., Xu W., et al., *Astrophysical Journal*, 1996a, **460**, 612

Readhead A.C.S., Taylor G.B., Pearson T.J., Wilkinson P.N., *Astrophysical Journal*, 1996b, **460**, 634

Rendong N., Schilizzi R.T., van Breugel W.J.M. et al., *Astronomy and Astrophysics*, 1991, **245**, 449

Rickett B.J., Coles Wm.A., Markkanen J., *Astrophysical Journal*, 2000, **533**, 304

Rickett B.J., *Astrophysics and Space Science*, 2001, **278**, 129

Rickett B.J., Kedziora-Chudczer L., Jauncey D.L., *Astrophysical Journal*, 2002, **581**, 103

Rieke G.H., Lebofsky M.J., Kemp J.C., *Astrophysical Journal*, 1982, **252**, L.53

Robertson J.G., *Astronomy and Astrophysics*, 1984, **138**, 41

Roland J., Pelletier G., Muxlow T.W.B., *Astronomy and Astrophysics*, 1988, **207**, 16

Rudnick L., Zukowski E., Kronberg P.P., *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 1983, **52**, 317

Rudnik L., Brown S., *Astronomical Journal*, 2009, **137**, 145

Ruzmaikin A.A., Sokoloff D.D., *Astronomy and Astrophysics*, 1979, **78**, 1

Ryle M., Clarce R.W., *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 1961, **122**, 349



Sandage A., *Astrophysical Journal*, 1965, **141**, 1560

Sandage A., *Astrophysical Journal*, 1972, **178**, 25

Sanghera H.S., Saikia D.J., Lüdke E. et al., *Astronomy and Astrophysics*, 1995, **295**, 629

Schmidt M., *Astrophysical Journal*, 1968, **151**, 393

Schmidt M., *Astrophysical Journal*, 1970, **162**, 371

Shaffer D.B., Marscher A.P., *Astrophysical Journal Letters*, 1979, **233**, L.105

Shakura N.I., Sunyaev R.A., *Astronomy and Astrophysics*, 1973, **24**, 337

Shaver P.A., "High redshift quasars", *Seventeenth Texas symposium on relativistic astrophysics and cosmology*. Ed. by H. Böhringer, G.E. Morfill, J.E. Trümper. — New York: New York Academy of Sciences. 1995, 87-109

Shaver P.A., Wall J.V., Kellermann K.J., et al., *Nature*, 1996, **384**, 439

Shishov V.I., Tyul'bashev S.A., Subaev I.A., Chashei I.V., *Astronomy and Astrophysics Transactions*, 2007, **26**, 677

Shishov V.I., Tyul'bashev S.A., Chashei I.V., et al., *Solar Physics*, 2010, **265**, 277

Simard-Normandin M., Kronberg P.P., Button S., *Astrophysical Journal Supplement*, 1981, **45**, 97

Simon R.S., Readhead A.C.S., Moffet A.T. et al., *Astrophysical Journal*, 1980, **236**, 707

Simon R.S., Readhead A.C.S., Moffet A.T. et al., *Astrophysical Journal*, 1990, **354**, 140

Sligh V.I., *Nature*, 1963, **199**, 682

Smirnova T.V., Shishov V.I., Sieber W., et al., *Astronomy and Astrophysics*, 2006, **455**, 195

Speed B., *Monthly Notices Royal Astronomy Society*, 1976, **177**, 137

Speed B., Warwick R.S., *Monthly Notices Royal Astronomy Society*, 1978, **182**, 761

Spencer R.E., McDowell J.C., Charlesworth M. et al., *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 1989, **240**, 657

Spoelstra T.A.Th., Patnaik A.R., Gopal-Krishna, *Astronomy Astrophysics*, 1985, **152**, 38

Stanghellini C., Baum S.A., O'Dea C.P., Morris G.B., *Astronomy and Astrophysics*, 1990, **233**, 379

Stanghellini C., O'Dea C.P., Dallacasa D., et al., *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 1998, **131**, 303

Stinebring D.R., Smirnova T.V., Hankins T.H., et al., *Astrophysical Journal*, 2000, **539**, 300

Strom R.G., Fanti R., Parma P., Ekers R.D., *Astronomy and Astrophysics*, 1983, **122**, 305

Swarup G., Bhandary S.M., *Astrophysical Letters*, 1976, **17**, 31

Tabara H., Inoue M., *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 1980, **39**, 379

Taylor G.B., Perley R.A., *Astronomy and Astrophysics*, 1992, **262**, 417

Taylor G.B., Readhead A.C.S., Pearson T.J. *Astrophysical Journal*, 1996, **463**, 95

Taylor G.B., *Astrophysical Journal*, 1998, **506**, 637

Taylor G.B., *Astrophysical Journal*, 2000, **533**, 95

Thakkar D.D., Xu W., Readhead A.C.S., et al., *Astrophysical Journal Supplement Series*, 1995, **98**, 33

Thomson R.C., Nelson A.H., *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 1982, **201**, 365

Tu C.-Y., Marsh E., *Space Science Reviews*, 1995, **73**, 1

Tukey J.W., "Eploratory Data Analysis Addison-Wesley, Reading, MA, 1971

Tully R.B., Fisher J.R., *Astronomy and Astrophysics*, 1977, **54**, 661

Tyul'bashev S.A., Chernikov P.A., *Astronomy and Astrophysics*, 2001, **373**, 381

Tyul'bashev S.A.. *Astronomy and Astrophysics*, 2002, **387**, 818

Tyul'bashev S.A., Augusto P., *Astronomy and Astrophysics*, 2005, **439**, 963

Tyul'bashev S.A., *Astronomical and Astrophysical Transactions*, 2007, **26**, 663

Udomprasert P.S., Taylor G.B., Pearson T.J., Roberts D.H., *Astrophysical Journal Letters*, 1997, **483**, 9

Urry C.M., Padovani P., *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 1995, **107**, 803

van Breugel W., *Astronomy and Astrophysics*, 1982, **110**, 225

van Breugel W., Miley G., Heckman T., *Astronomical Journal*, 1984, **89**, 5

van Breugel W.J.M., Fanti C., Fanti R. et al., *Astronomy and Astrophysics*, 1992, **256**, 56

Wagner S.J., Witzel A., *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1995, **33**, 163

van Gorkom J.H., Knapp G.R., Raimond E., et al., *Astrophysical Journal*, 1986, **91**, 791

Vermeulen R.C., Ros E., Kellermann K.I., et al., *Astronomy and Astrophysics*, 2003, **401**, 113

Vogt C., Dolag K., Enßlin T.A., *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 2005, **358**, 726

Wall J.V., Shimmins A.J., Merkelijn J.K., *Australian Journal of Physics and Astrophysics Supplement*, 1971, **N19**, 1

White R.L., Becker R.H., *Astrophysical Journal Supplement*, 1992, **79**, 331

Wilcoxon F., *Biometrics*, 1945, **1**, 80

Wilkinson P.N., Readhead A.C.S., Purcell G.H., Anderson B., *Nature*, 1977, **269**, 764

Wilkinson P.N., Tzioumis A.K., Benson J.M. et al., *Nature*, 1991, **352**, 313

- Wilkinson P.N., Polatidis A.G., Readhead A.C.S., et al., *Astrophysical Journal*, 1994, **432**, L.87
- Wilkinson P.N., Browne I.W.A., Patnaik A.R., et al., *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 1998 **300**, 790
- Williams P.J.S., Kenderdine S., Baldwin J.E., *Memoirs of the Royal Astronomy Society*, 1966, **70**, 53
- Willis A.G., Ström R.G., *Astronomy and Astrophysics*, 1978, **62**, 375
- Wills D., Wills B.J., *Astrophysical Journal Supplement Series*, 1976, **31**, 143
- Wilson A.S., Ulvestad J.S., *Astrophysical Journal*, 1982, **260**, 56
- Windhorst R.A., Ph.D. thesis, University of Leiden, 1984
- Windhorst R.A., van Heerde G.M., Katgert P., *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 1984a, **58**, 1
- Windhorst R.A., Kron R.G., Koo D.C., *Astronomy Astrophysics Supplement*, 1984b, **58**, 39
- Wrobel J.M., *Astrophysical Journal*, 1984, **284**, 531
- Xu W., Readhead A.C.S., Pearson T.J., et al., *Astrophysical Journal Supplement Series*, 1995, **99**, 297
- Zasov A.V., Sulentic J.W., *Astrophysical Journal*, 1994, **430**, 179
- Zasov A.B., Artyukh V.S., Tyul'bashev S.A., *Astrophysics and Space Science*, 1997, **252**, 107
- Zavala R.T., Taylor G.B., *Astrophysical Journal*, 2002, **566**, L.9
- Zavala R.T., Taylor G.B., *Astrophysical Journal*, 2003, **589**, 126
- Zhang F.J., Akujor C.E., Chu H.S. et al., *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 1991, **250**, 650
- база данных NED: <http://ned.ipac.caltech.edu/>
- база данных CATs: <http://www.sao.ru/cats/>
- база данных статей ADS: [http://adsabs.harvard.edu/abstract\\_service.html](http://adsabs.harvard.edu/abstract_service.html)
- Возможности 100 метрового телескопа GBT (Green-Bank Telescope):  
[https://science.nrao.edu/science/capabilities/capabilities\\_gbt](https://science.nrao.edu/science/capabilities/capabilities_gbt)
- конференционные труды:  
"GPS and CSS radio sources 2nd workshop, Netherlands, 1996, edited by Snellen I.A.G. et al.
- конференционные труды:  
"GPS/CSS workshop Publications of the Astronomical Society of Australia, 2003, **20**

# Список использованных сокращений

БСА ФИАН — Большая Сканирующая Антенна Физического Института Академии Наук

ПРАО — Пушинская РадиоАстрономическая Обсерватория

АКЦ — АстроКосмический Центр

С/Ш — отношение Сигнал к Шуму

АЯГ — Активные Ядра Галактик

РСДБ — Радиointерферометрия со СверхДлинными Базами

АЦП — Аналого-Цифровой Преобразователь

ИК — ИнфраКрасный

VLA — Very Large Array (система апертурного синтеза, США)

VLBA — Very Large Base Array (РСДБ система апертурного синтеза, США)

MERLIN — РСДБ система апертурного синтеза, Англия

VSOP — РСДБ система апертурного синтеза с телескопом работающим в космосе, Япония

LOFAR — LOw Frequency ARray (низкочастотная система апертурного синтеза, Европа)

FIR — Far Infrared (далекое инфракрасное излучение)

ADS — Astrophysical Data System (база данных статей)

NED — Nasa Extragalactic Database (база данных с информацией касающейся внегалактических источников)

CATs — Catalog support System (база данных по каталогам, Россия)

CSS — Compact Steep Spectrum (компактные источники с крутыми спектрами)

GPS — Gigahertz Peaked Spectrum (источники с пиком спектра на гигагерцах)

CSO — Compact Symmetric Objects (компактные симметричные источники)

FRI, FRII — источники Фаноров-Райли первого или второго типа

PR — Pearson-Readhead (авторы, проводившие наблюдения полной выборки)

FSS — Flat Spectrum Source (источник с плоским спектром)

RG — Radio Galaxy (радиогалактика)

# Список таблиц

1.1	Индексы мерцаний и коэффициенты асимметрии радиоисточников. . . . .	35
3.1	Подсчет мерцающих радиоисточников. . . . .	80
3.2	Средняя компактность и среднеквадратичный разброс компактности для источников разных типов. . . . .	95
3.3	Кандидаты в пульсары . . . . .	98
3.4	Подсчет мерцающих радиоисточников на 81.5 МГц. . . . .	104
4.1	Оценка плотности тепловых электронов FIR-галактик. . . . .	116
4.2	Параметры источников. . . . .	123
4.3	Сводные данные по плотностям потоков компонент А, В, С. . . . .	140
4.4	Основные параметры исследованных компонент. . . . .	141
4.5	Оценка $\theta_{visible}$ в зависимости от красного смещения источника и параметра $q_0$ если $l_{real} = 60$ кпк. . . . .	156
5.1	Источники с повышенной интегральной плотностью потока . . . . .	163
5.2	Распределение компактности источников с $S \geq 0.7$ . . . . .	165
5.3	Распределение компактности источников с $S < 0.7$ . . . . .	165
5.4	Оценки плотностей потоков источников выборки Пирсона-Редхида и их компактности. . . . .	171
5.5	Вклад гало в интегральную плотность потока GPS источников. . . . .	177
5.6	Вклад гало в интегральную плотность потока CSO источников. . . . .	184
A.1	Плотности потоков источников по наблюдениям на 102.5 и 111 МГц. . . . .	212
A.2	Плотности потоков источников первой и второй площадок обзора сделанного методом межпланетных мерцаний на 102.5 МГц. . . . .	227
A.3	Плотности потока, спектральные индексы и компактность источников. . . . .	241

# Список иллюстраций

1.1	Цифры на рисунке показывают: 1 – временной спектр мерцаний квазара 3С 48; 2 – спектральная характеристика разностного фильтра примененного дважды при шаге фильтрации 1.5 с.; 3 – спектральная характеристика RC-фильтра с $\tau=0.5$ с.; 4 – спектр шумового сигнала. Рисунок взят из работы Артюх и Тюльбашев (1996а). . . . .	23
1.2	Функция распределения параметра обнаружения $R$ . Штриховой линией показана гауссовская функция распределения с $\sigma = 0.051\sigma_n$ . Рисунок взят из работы Артюх и Тюльбашев (1996а). . .	27
1.3	Приведена вероятность пропуска сигнала в зависимости от соотношения сигнал к шуму. Рисунок взят из работы Артюх и Тюльбашев (1996а). . . . .	27
1.4	Погрешность измерения прямого восхождения мерцающего радиоисточника в зависимости от соотношения сигнал к шуму. Рисунок взят из работы Артюх и Тюльбашев (1996а). . . . .	28
1.5	Погрешность оценки среднеквадратической величины мерцаний в зависимости от соотношения сигнал к шуму. Рисунок взят из работы Артюх и Тюльбашев (1996а). . . . .	30
1.6	Погрешность измерения склонения мерцающего радиоисточника в зависимости от соотношения сигнал к шуму. Рисунок взят из работы Артюх и Тюльбашев (1996а). . . . .	30
1.7	Зависимость коэффициента асимметрии $\gamma$ от индекса модуляции, $m$ . Кружки – данные, полученные по рефракционным мерцаниям пульсаров; треугольник – по вариациям интенсивности PSR 1642-03 на частоте 5 ГГц (слабые мерцания); данные по межпланетным мерцаниям источников: 3С 48 – звездочки; 3С 119 – зачерненные треугольники; 3С 147 – квадратики. Рисунок взят из работы Шишов и др. (2005б) . . . . .	35
1.8	Зависимость коэффициента асимметрии $\gamma$ от индекса модуляции, $m$ , полученная по вариациям интенсивности внегалактических источников: PKS 0405-38 – зачерненные кружки; B0917+624 – светлые кружки; J1819+3845 – квадратики; PKS 1257-326 – звездочки. Рисунок взят из работы Шишов и др. (2005б) . . . . .	36
1.9	Зависимость $\gamma$ от $m$ для сильных радиоисточников (3С 9, 3С 16, 3С 31, 3С 48, 3С 55, 3С 65, 3С 84, 3С 111, 3С 123, 3С 132, 3С 138). Рисунок взят из работы Шишов и др. (2005б) . . . . .	42
1.10	Зависимость $\gamma$ от $m$ для слабых радиоисточников (3С 173, 3С 186, 4С 37.22, 4С 37.25, 3С 241, 4С 27.21, 4С 24.25). Рисунок взят из работы Шишов и др. (2005б) . . . . .	43
1.11	Зависимость коэффициента $A$ от $m$ для слабых радиоисточников (3С 173, 3С 186, 4С 37.22, 4С 37.25, 4С 24.25). Рисунок взят из работы Шишов и др. (2005б) . . . . .	44
1.12	Зависимость величины $\gamma / \langle \gamma \rangle$ от элонгации $\epsilon$ . Рисунок взят из работы Шишов и др. (2005б). .	44

2.1	Источник В2234+282. Центр источника в середине записи. Видны мерцания, которые спадают слева и справа от источника прорисовывая диаграмму направленности антенны. Рисунок взят из работы Тюльбашев (2009в).	62
2.2	Изофоты гигантской радиогалактики 3С 31 приведены с шагом 2 Ян до уровня 20 Ян. После уровня 20 Ян шаг изофот 5 Ян. Положения наблюдаемых мерцающих источников обозначены крестиками. Закрашенными квадратами показаны источники Болонского каталога. Диаграмма БСА ФИАН обозначена заштрихованным эллипсом. Рисунок взят из работы Артюх и др. (1994б).	68
3.1	Подсчеты радиоисточников. Штриховая линия — подсчет мерцающих источников на частоте 102 МГц (по таблице 3.1; первая площадка 7С обзора (см. PS I в Приложении А.2)). Сплошная линия — подсчет из 7С обзора. Рисунок взят из работы Артюх и Тюльбашев (1996б).	81
3.2	На рисунке изображены различные типы спектров источников, которые рассортированы согласно ожидаемому спектру компактного радиоисточника (см. объяснение в тексте). По горизонтальной оси частоты в МГц, а по вертикальной оси плотности потока в Янских. Рисунок взят из работы Тюльбашев (1997).	91
3.3	Распределение спектральных индексов мерцающих источников (PS I, Приложение А.2, А.3) из первой площадки площадки 7С обзора. Рисунок взят из работы Тюльбашев (1997).	92
3.4	Спектр мощности сильного пульсара PSR 0823+26. Рисунок взят из работы Тюльбашев и Малов (2000).	99
3.5	Спектр мощности слабого пульсара PSR 0919+06. Рисунок взят из работы Тюльбашев и Малов (2000).	99
3.6	Зависимость компактности радиоисточника от его плотности потока для выборки мерцающих источников из Таблицы А.3. Рисунок взят из работы Тюльбашев и Малов (2000).	101
3.7	Подсчеты радиоисточников. Обзор на 102 МГц обозначен закрашенными кружками, а обзор на 81.5 МГц обозначен треугольниками. Рисунок взят из работы Артюх и Тюльбашев (1998б).	105
4.1	Спектры нескольких FIR-галактик. Стрелкой отмечены верхние пределы плотности потока по наблюдениям на частоте 102 МГц, закрашенным квадратом с указанием ошибок оценка интегральной плотности потока на 102 МГц. Значки на спектрах представляют собой данные взятые из работ: Condon et al. (1991); Douglas (1987); Condon et al. (1982); Condon and Dressel (1978); Condon (1980), White and Becker (1992); Gregory and Condon (1991); Langston and Lawrence (1986); Dixon (1970); Galt and Kennedy (1968); Large et al. (1981); Otrupcek and Wright (1991). Рисунок взят из работы Артюх и др. (1995).	115



- 4.2 Спектр квазар 3C 48. Компактная компонента (незакрашенные треугольники): 22.5 ГГц (1.42 Ян) Breugel et al. (1992), 15 ГГц (2.75 Ян) Breugel et al. (1992), 5 ГГц (5.51 Ян) Spencer et al. (1989), 1.66 ГГц (13.9 Ян) Wilkinson et al. (1991), 1.5 ГГц (15.8 Ян) Breugel et al. (1992), 0.6 ГГц (31.46 Ян) Rendong et al. (1991a), 0.329 ГГц (43.5 Ян) Simon et al. (1990), 0.102 ГГц (48 Ян) наши измерения; Интегральный спектр (закрашенные треугольники): 14.9 ГГц (1.73 Ян) Genzel et al. (1976), 10.7 ГГц (2.56 Ян) Pauliny-Toth et al. (1978), 5 ГГц (5.37 Ян) Pauliny-Toth et al. (1972), 2.7 ГГц (9.07 Ян), 1.4 ГГц (15.9 Ян), 0.408 ГГц (38.688 Ян), 0.178 ГГц (55.93 Ян), 0.16 ГГц (69.8 Ян), 0.08 ГГц (89 Ян), 0.038 ГГц (66.38 Ян), 0.026 ГГц (38 Ян) (с частоты 2.7 ГГц до частоты 0.026 ГГц ссылки взяты из работы Kuehr et al. (1981), 0.102 ГГц (66 Ян) наши измерения. Рисунок взят из работы Артюх и др. (1999). . . . . 119
- 4.3 На рисунке отражена зависимость связывающая оценку напряженности магнитного поля с расстоянием от ядра. Чем ближе к ядру, тем больше величина напряженности магнитного поля и наоборот, чем дальше от ядра, тем меньше величина напряженности магнитного поля. Рисунок взят из работы Тул'башев (2002). . . . . 121
- 4.4 На рисунке отражена зависимость между плотностью энергии частиц и плотностью энергии магнитного поля. Треугольники — данные по ядрам и джетам квазаров, квадраты — данные по ядрам и джетам лацертид. Серый цвет показывает равномерное распределение энергий с точностью до одного порядка. Рисунок взят из работы Тул'башев (2007). . . . . 127
- 4.5 На рисунке отражена зависимость между плотностью энергии частиц и плотностью энергии магнитного поля для CSS источников. Закрашенные треугольники острием вверх — данные по квазарам, незакрашенные треугольники острием вверх — данные по квазарам оценки плотности энергии которых могут иметь погрешности, связанные с не знанием точных угловых размеров. Закрашенные треугольники острием вниз то же самое для радиогалактик. Серый цвет показывает равномерное распределение энергий с точностью до одного порядка. Рисунок построен по данным, взятым из работ Артюх и др. (1999), Тюльбашев и Черников (2000), Тул'башев and Chernikov (2001) специально для этой работы. . . . . 128
- 4.6 В левой колонке рисунка (а) сверху вниз приведены спектры компонент А, В, С. Треугольниками обозначены плотности потоков из Kameno et al. (2001), а квадратами из Kadler et al. (2004). Сплошными линиями представлены теоретические спектры. В средней колонке рисунка (б) представлено модельное распределение напряженности магнитного поля внутри радиоисточников для компонент А, В, С (сверху вниз). В правой колонке рисунка (с) штриховыми линиями показаны верхние оценки плотностей энергии релятивистских электронов, а сплошными линиями нижние оценки плотностей энергии магнитного поля компонент А, В, С (сверху вниз). Рисунок взят из работы Артюх и др. (2009). . . . . 142
- 4.7 Слева направо: спектр компоненты А, модельное распределение напряженности магнитного поля и оценки плотности энергии релятивистских электронов (штриховая линия) и плотности энергии магнитного поля (сплошная линия) с учетом возможного движения компоненты на наблюдателя. Рисунок взят из работы Артюх и др. (2009). . . . . 146

4.8	На рисунке показаны нижние оценки плотности энергии магнитного поля и верхние оценки плотности энергии релятивистских частиц исследованных деталей источников. Круг – 3С 111, квадрат – 3С 465, треугольник острием вверх – В0108+388, треугольник острием вниз – NGC 1052, ромб – 3С 273. Серый цвет показывает равномерное распределение энергий с точностью до двух порядков величины. Рисунок подготовлен для диссертации по оценкам из работ перечисленных в начале этого параграфа. . . . .	150
5.1	Распределение компактности радиоисточников. По горизонтальной оси отложена компактность, а по вертикальной количество источников с данной компактностью. Рисунок взят из работы Тюльбашев (1997). . . . .	164
5.2	Распределение компактности радиоисточников с компактностью $R \geq 0.7$ Ян. По горизонтальной оси отложена компактность, а по вертикальной количество источников с данной компактностью. Рисунок взят из работы Тюльбашев (1997). . . . .	166
5.3	Распределение компактности радиоисточников с компактностью $R < 0.7$ Ян. По горизонтальной оси отложена компактность, а по вертикальной количество источников с данной компактностью. Рисунок взят из работы Тюльбашев (1997). . . . .	166
5.4	Распределение спектральных индексов источников при компактности $R < 0.36$ . По горизонтальной оси отложена оценка спектрального индекса, а по вертикальной количество источников с данным спектральным индексом. Рисунок взят из работы Тюльбашев (1997). . . . .	169
5.5	Распределение спектральных индексов источников при компактности $R > 0.36$ . По горизонтальной оси отложена оценка спектрального индекса, а по вертикальной количество источников с данным спектральным индексом. Рисунок взят из работы Тюльбашев (1997). . . . .	169

#### 1.51.5

# Приложение А

## Каталог компактных радиоисточников наблюдавшихся методом межпланетных мерцаний на частотах 102.5 и 111 МГц

### А.1 Плотность потока компактных компонент источников из разных выборок

В первой колонке таблицы А.1 приведено название источников в аннотации В1950. В скобках для некоторых из источников приведены названия, под которыми эти источники известны в оригинальных работах. Во второй колонке даны месяц и год наблюдений, если они были указаны в оригинальных работах. В третьей колонке указано какой выборке принадлежал исследуемый источник. Применялись следующие обозначения RG — выборка гигантских радиогалактик (оригинальные работы Артюх и др. (1994а), Артюх и др. (1994б), Черников и др. (2006)), CSS — выборка компактных источников с крутыми спектрами (оригинальные работы Артюх и др. (1999), Тюльбашев и Черников (2000), Tyul'bashev and Chernikov (2001)), FIR — инфракрасные источники сверхвысокой светимости (данные опубликованы Артюх и др. (1995)), FSS — источники с плоскими спектрами (взяты из работы Tyul'bashev and Augusto (2005)), sGPS — сильные источники с пиком спектра на гигагерцах (оригинальная работа Тюльбашев и Черников (2009)), CSO — компактные симметричные объекты (выборка опубликована в Тюльбашев (2009а)), PR — выборка Пирсона-Редхида (выборка опубликована в Тюльбашев (2009б)), core — источники с сильными ядрами (оригинальная работа Тюльбашев (2009в)). В четвертой колонке приведена оценка/верхняя оценка флуктуаций плотности потока компактного радиоисточника, в пятой колонке дана элонгация источника. В шестой и седьмой колонках приведены оценки плотно-

сти потока компактной компоненты и интегральная плотность потока источника. Наконец в седьмой колонке дана компактность источника.

Для многих источников каталога есть дополнительная информация, касающаяся деталей наблюдений той или иной выборки и отдельных источников. Особенно это касается источников у которых можно увидеть знаки "?" и "\*". В каталоге зачастую отсутствует информация об источнике в некоторых из колонок. Это связано с тем, что не приведена соответствующая информация в оригинальных работах.

Таблица А.1: Плотности потоков источников по наблюдениям на 102.5 и 111 МГц.

Название источника	дата	выборка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B0001+478	03.01	CSO	$\leq 0.2$	$53^\circ$	$\leq 0.45$		
B0016+731	05.99	PR	$\leq 0.27$	$60^\circ$	$\leq 0.55$	$\leq 3(1.2)$	$\leq 0.46$
B0019-000(4C+00.02)	03.01	sGPS	$\leq 0.35$	$25^\circ$	$\leq 0.37$		
B0026+346	04.02	CSO	$\leq 0.17$	$32^\circ$	$\leq 0.22$		
B0026+048	03.01	CSO	$\leq 0.2$	$20.5^\circ$	$\leq 0.24$		
B0008-123(NGC 34)		FIR			$\leq 0.3$		
B0039+230	03.02	sGPS	$\leq 0.1$	$24^\circ$	$\leq 0.12$		
B0040+517(3C 20)	04.99	PR	1.27	$44^\circ$	$0.9+0.9$	$100 \pm 30$	$\leq 0.02$
B0046+316		FSS	$\leq 0.15$	$41^\circ$	$\leq 0.22$		
B0055+300(NGC 315)		RG			$< 0.1$	$36 \pm 7$	
B0055+265(NGC 326)		RG	0.4		$0.5 \pm 0.2$	$26 \pm 8$	0.02
B0104+321(3C 31)		RG			$\leq 0.05$	$72 \pm 15$	
B0105-177(IC 1623)		FIR			$\leq 0.6$		
B0106+013(4C+01.02)	05.99	Core	0.27	$40^\circ$	0.46		
B0108+388(oc314)	05.99	PR	$\leq 0.12$	$40^\circ$	$\leq 0.2$	$\leq 1.5$	
		sGPS					
		CSO					
B0109+492(3C 35)		RG	$\leq 0.2$		$\leq 0.4$	$26 \pm 5$	
B0112+518		FSS	0.22	$61^\circ$	$0.7 \pm 0.2$		
B0116+319		FSS	0.6	$23^\circ$	$0.75 \pm 0.15$	$1.7 \pm 1$	0.44
B0116+31(4C+31.04)		CSS		$26^\circ$	2.6	4.7	0.55
B0117+140(MCG+02-04-025)		FIR			$\leq 0.2$		

Название источника	дата	выбор ка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B0127+23(3C 43)		CSS		$30^\circ$	4.4	16	0.275
B0127+145		FSS	$\leq 0.25$	$40^\circ$	$\leq 0.5$		
B0129+560	03.02	CSO	$\leq 0.2$	$58^\circ$	$\leq 0.59$		
B0133+476(oc457)	05.99	PR	0.4	$36^\circ$	0.65	$1.6 \pm 0.4(1.5)$	0.41
B0134+32(3C 48)	04.95	CSS		$28^\circ$	48	66	0.73
B0138+13(3C 49)		CSS		$23^\circ$	3.7	20	0.185
B0144+209	03.01	sGPS	$\leq 0.15$	$48^\circ$	$\leq 0.32$		
B0146+056(OC+079)	05.99	Core	$\leq 0.25$	$26^\circ$	$\leq 0.28$		
B0149+218(OC+282)	05.99	Core	$\leq 0.27$	$28^\circ$	$\leq 0.37$		
B0153+744	06.99	PR	$\leq 0.13$	$58^\circ$	$\leq 0.24$	$\leq 3 (0.35)$	$\leq 0.69$
B0201+088	06.02	CSO	$\leq 0.33$	$40^\circ$	$\leq 0.56$		
B0201+113(od101)	03.01	sGPS	$\leq 0.12$	$34^\circ$	$\leq 0.19$		
B0202+149(4C+15.05)	05.99	Core	1.04	$20^\circ$	1.07	$2.9 \pm 1$	
	05.99	Core	0.65	$26^\circ$	0.7		
B0202+319	04.99	Core	$\leq 0.17$	$24.5^\circ$	$\leq 0.21$		
B0204+316	03.02	CSO	$\leq 0.12$	$37.5^\circ$	$\leq 0.18$		
B0212+735	05.99	PR	$\leq 0.15$	$56^\circ$	$\leq 0.28$	$\leq 3 (1.2)$	$\leq 0.23$
B0220+427(3C 66.B)	05.95	PR					
	04.99						
B0218+357		FSS	$\leq 0.25$	$22 - 51^\circ$	$\leq 0.3$		
B0221+27(3C 67)		CSS		$30^\circ$	5.2	14.6	0.36
B0223+34(4C+34.07)		CSS	1.4-2.4	$33^\circ$	2.2	6.0	0.37
B0225+187		FSS	$\leq 0.15$	$32 - 50^\circ$	$\leq 0.21$		
B0229+131(4C+13.14)	06.99	Core	0.38	$39^\circ$	0.6		
B0231+183	06.02	sGPS	$\leq 0.22$	$38^\circ$	$\leq 0.40^*$		
B0233+434		FSS	$\leq 0.2$	$40 - 54^\circ$	$\leq 0.33$		
B0234+285(4C+28.07)	04.99	Core	0.42	$24^\circ$	0.44		
B0235+164(OD+160)	04.99	Core	$\leq 0.23$	$22^\circ$	$\leq 0.25$		
B0238-084(NGC 1052)	04.02	sGPS	$\leq 0.28$	$23^\circ$	$\leq 0.35$		
B0248+430	05.01	sGPS	$\leq 0.22$	$28^\circ$	$\leq 0.26$		

Название источника	дата	выбор ка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B0251+147(UGC02369)		FIR			$\leq 0.2$		
B0256+075(OD+094.7)	04.99	Core	$\leq 0.22$	$21.5^\circ$	$\leq 0.25$		
B0258+35(4C+34.09)		CSS		$40^\circ$	2.8	11	0.25
B0316+16(4C+16.09)		CSS		$33^\circ$	3.3	$< 6$	$> 0.55$
		sGPS					
B0319+12(OE131)		CSS	0.35- 1.3	$23^\circ; 32^\circ$	0.8	3.6	0.22
		Core					
B0328+677	04.02	CSO	$\leq 0.2$	$56^\circ$	$\leq 0.44$		
B0333+321(4C+32.14)	04.99	Core	0.58	$36^\circ$	0.78		
B0345+33(3C 93.1)		CSS		$31^\circ$	9.0	11	0.82
B0345+085		FSS	$\leq 0.25$	$19 - 23^\circ$	$\leq 0.47$		
B0351+390		FSS	$\leq 0.25$	$25 - 40^\circ$	$\leq 0.37$		
B0357+057	06.02	CSO	$\leq 0.36$	$25^\circ$	$\leq 0.4$		
B0400+258(OF+200)	04.99	Core	0.35	$41^\circ$	0.55		
B0403+768(4C+76.03)	06.99	PR	1.41	$53.5^\circ$	2.5	$6 \pm 2$	0.24
B0414+378(3C 111)		RG	0.9		$1.2 \pm 0.5$	$109 \pm 15$	0.01
B0418+148		FSS	$\leq 0.25$	$28 - 33^\circ$	$\leq 0.49$		
B0421+145	03.02	CSO	$\leq 0.17$	$70^\circ$	$\leq 0.4$		
B0422+004(OF+038)	05.99	Core	1.0	$25^\circ$	1.3	$12.5 \pm 2.5$	
B0424+414	06.02	CSO	$\leq 0.3$	$20^\circ$	$\leq 0.4$		
B0428+20(OF247)		CSS		$35^\circ$	1.1	$< 1.5$	$> 0.73$
		sGPS					
B0429+41(3C 119)		CSS		$25^\circ$	11	22	0.50
B0429+174		FSS	$\leq 0.5$	$25^\circ$	$\leq 0.75$		
B0431-086(NGC 1614)		FIR			$\leq 0.7$		
B0445+449(3C 129)		RG	0.8		$1.4 \pm 0.5$	$165 \pm 30^*$	0.008
B0448+520(3C 130)		RG	$\leq 0.3$		$\leq 0.4$	$35 \pm 7$	
B0457+024(of097)	06.02	sGPS	$\leq 0.25$	$20^\circ$	$\leq 0.25$		
		Core					
B0500+019(og003)	04.02	sGPS	$\leq 0.25$	$44^\circ$	$\leq 0.47$		

Название источника	дата	выбор ка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B0503-043	04.02	sGPS	$\leq 0.22$	$45^\circ$	$\leq 0.59^*$		
B0507+179	04.01	sGPS	$\leq 0.15$	$40^\circ$	$\leq 0.26$		
B0514+474	06.02	CSO	$\leq 0.25$	$26^\circ$	$\leq 0.35$		
B0518+16(3C 138)		CSS		$30^\circ$	8.0	31	0.26
B0529+013		FSS	$\leq 0.4$	$22 - 53^\circ$	$\leq 0.7$		
B0538+49(3C 147)		CSS PR		$29^\circ$	39	84	0.46
B0552+398(da193)	06.02	sGPS	$\leq 0.26$	$22^\circ$	$\leq 0.29$		
B0554-026	06.02	sGPS	$\leq 0.43$	$27^\circ$	$\leq 0.57$		
B0617+210	07.02	CSO	$\leq 0.29$	$22^\circ$	$\leq 0.4$		
B0636+680	07.02	sGPS	$\leq 0.24$	$51^\circ$	$\leq 0.55$		
B0638+357		FSS	0.25	$22 - 29^\circ$	$0.3 \pm 0.1$		
B0646+600	07.02	sGPS CSO	$\leq 0.35$	$46^\circ$	$\leq 0.69$		
B0658+38(3C 173)		CSS		$30^\circ$	4.0	18	0.22
B0703+46(OI407)		CSS sGPS		$31^\circ$	$< 0.3$	$< 1.0$	–
B0707+68(4C+68.08)		CSS	0.6	$47^\circ$	1.5	3.0	0.50
B0707+476(4C+47.23)	06.99	Core	$\leq 0.2$	$34^\circ$	$\leq 0.27$	$5.8 \pm 1$	
B0710+439(oi417)	06.99	PR sGPS CSO	$\leq 0.14$	$31^\circ$	$\leq 0.21$	$\leq 3 (0.15)$	$\leq 0.93$
B0711+356(oi318)	08.00	PR sGPS Core	$\leq 0.2$	$26^\circ$	$\leq 0.22$	$\leq 3 (0.32)$	$\leq 0.69$
B0723+679(3C 179)	07.99	PR	0.34	$47^\circ$	0.5	$12 \pm 2.5$	0.04
B0732+237		FSS	$\leq 0.17$	$15 - 38^\circ$	$\leq 0.24$		
B0735+178(OI+158)	06.99	Core	$\leq 0.16$	$33^\circ$	$\leq 0.28$		
B0738+313(oi363)	06.99	sGPS Core	$\leq 0.14$	$29^\circ$	$\leq 0.16$		
B0740+38(3C 186)		CSS		$37^\circ$	7.7	33	0.23

Название источника	дата	выбор ка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B0743-006(4C-00.28)	07.00	sGPS	$\leq 0.54$	$22.5^\circ$	$\leq 0.54$		
B0745+241(OI+275)	08.99	Core	$\leq 0.1$	$20^\circ$	$\leq 0.11$		
B0748+126	06.99	Core	0.35	$36^\circ$	0.49	$3.5 \pm 1$	
B0749+426	06.02	CSO	0.19	$43^\circ$	0.42		
B0750+535	07.02	CSO	$\leq 0.16$	$33^\circ$	$\leq 0.21$		
B0754+100(OI+090.4)	06.99	Core	$\leq 0.25$	$40^\circ$	$\leq 0.44$		
B0758+14(3C 190)	06.96	CSS	2.0	$40^\circ$	2.0	24.5	0.08
B0802+10(3C 191)	06.96	CSS		$33^\circ$	4.3	23	0.19
B0804+499(OJ+508)	08.99	Core	$\leq 0.25$	$31^\circ$	$\leq 0.43$		
		PR					
B0809+483(3C 196)	06.99	PR	5.1	$41^\circ$	17	$105 \pm 20$	0.16
B0814+425(OJ+425)	06.99	Core	$\leq 0.12$	$42.5^\circ$	$\leq 0.27$		
		PR					
	06.96	Core	0.25	$40^\circ$	0.44		
B0819+082		FSS	$\leq 0.3$	$25 - 52^\circ$	$\leq 0.55$		
B0820+225(4C+22.21)	10.99	Core	$\leq 0.2$	$65^\circ$	$\leq 0.5$		
B0821+394		FSS	1.3	$34 - 46^\circ$	$2.5 \pm 0.6$	$6.5 \pm 2$	0.38
B0823+033(OJ+038)	07.99	Core	$\leq 0.4$	$20^\circ$	$\leq 0.48$		
B0824+355		FSS	0.6	$25 - 42^\circ$	$0.7 \pm 0.2$		
B0828+493(OJ+448)	07.99	Core	$\leq 0.13$	$28.5^\circ$	$\leq 0.15$		
B0828+493(OJ+448)	07.99	Core	$\leq 0.13$	$28.5^\circ$	$\leq 0.15$		
B0833+585	06.99	Core	$\leq 0.27$	$48^\circ$	$\leq 0.55$		
B0831+557		FSS	0.75	$40 - 50^\circ$	$1.26 \pm 0.25$	$11.3 \pm 2.5$	0.11
		PR					
B0835+259(NGC 2623)		FIR			$\leq 0.4$	2.5	
B0839+187(OJ+164)	06.99	Core	$\leq 0.3$	$48.5^\circ$	$\leq 0.5$		
B0839+187	07.02	CSO	$\leq 0.22$	$28^\circ$	$\leq 0.29$		
B0844+319(4C+31.32)		RG	$\leq 0.2$		$\leq 0.2$	$11 \pm 2$	
B0850+581(4C+58.17)	07.99	PR	0.27	$39^\circ$	0.44	$6.3 \pm 2$	0.07
B0851+202(OJ+287)	06.99	Core	0.16	$51^\circ$	0.27		
B0858+29(3C 213.1)		CSS		$40^\circ$	$< 0.8$	12	$< 0.07$



Название источника	дата	выбор ка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$	
B0859+470(4C+47.29)	08.99	Core PR	0.57	29°	0.85	5 ± 1.5	0.17	
B0902+490	07.00	sGPS	1.0	31°	1.2			
B0903+684	08.00	sGPS	≤ 0.5	50.5°	≤ 1.1*			
B0904+039	07.00	sGPS	≤ 0.28	19°	≤ 0.33			
B0906+015(4C+01.24)	09.99	Core	≤ 0.35	45°	≤ 0.6			
B0906+43(3C 216)		CSS PR	3.0	40°	6.0	36		
B0912+445(UGC 04881)		FIR			≤ 0.2			
B0917+624(OK+630)	08.99	Core	0.18	46°	0.33			
B0917+458(3C 219)		RG PR			≤ 0.15	100 ± 20		
B0922+005	07.02	CSO	≤ 0.21	44°	≤ 0.33			
B0923+392(4C+39.25)	07.99	Core PR	0.63?	26°		13.7 ± 2.5		
B0932+615(UGC 05101)		FIR			≤ 0.5			
B0936+361(3C 223)		RG	≤ 0.2		≤ 0.2	25 ± 5		
B0941-080	09.02	sGPS	≤ 0.21	32°	≤ 0.26			
B0945+408(4C+40.24)	09.99	Core PR	0.38	53°	0.66	4 ± 1		
	07.99	Core	0.7	30°	0.85			
B0951+699(3C 231)	07.99	PR	0.5	52°		30 ± 5		
B0953+254(OK+290)	07.99	Core	≤ 0.25	28°	≤ 0.32			
B0954+556(4C+55.17)	07.99	Core PR	0.7?	40°				
B0954+658	08.99	PR	≤ 0.12	49°	≤ 0.22	≤ 3(0.6)		≤ 0.37
B1005+07(3C 237)		CSS	6.8	30 – 35°	7.4+7.4	28		0.26
B1010+287		FSS	≤ 0.15	19 – 59°	≤ 0.2			
B1011+496		FSS	≤ 0.15	36 – 75°	≤ 0.75			
B1017+08 (IRAS 1017+08)		FIR			≤ 0.25			

Название источника	дата	выбор ка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B1019+22(3C 241)		CSS	3.0	$35^\circ$	2.5+2.5	14.5	0.17
B1031+567(ol553)	07.99	PR sGPS CSO	$\leq 0.11$	$45^\circ$	$\leq 0.18$	$\leq 3(0.7)$	$\leq 0.26$
B1040+123(4C+12.37)	07.99	Core	1.0	$41^\circ$		$17.8 \pm 2$	
B1045+019	10.00	sGPS	$\leq 0.23$	$35^\circ$	$\leq 0.5$		
B1055+201(4C+20.24)	08.99	Core	0.65	$31^\circ$	0.95?	$12 \pm 2.5$	
B1055+018(4C+01.28)	10.00	Core	$\leq 0.33$	$31^\circ$	$\leq 0.42$		
B1056+24(IRAS1056+24)		FIR			0.4		
B1058+245		FSS	$\leq 0.23$	$19 - 29^\circ$	$\leq 0.5$		
B1100+223	10.00	sGPS	$\leq 0.1$	$42^\circ$	$\leq 0.16$		
B1101+41(A 1101+41)		FIR			$\leq 0.3$		
B1107+485	10.01	CSO	$\leq 0.07$	$65^\circ$	$\leq 0.21$		
B1108+201	10.01	CSO	$\leq 0.1$	$41^\circ$	$\leq 0.17$		
	11.00	CSO	$\leq 0.12$	$61^\circ$	$\leq 0.22$		
B1116+128(4C+12.39)	07- 09.99	Core	0.3-1.0		1.5	$4 \pm 1$	
B1117+14(4C+14.41)		CSS sGPS Core	0.65	$21^\circ$	0.4	4.5	0.09
B1117+138(NGC 3628)		FIR			$\leq 0.25$	5.6	
B1122+19(3C 258)	09.97	CSS			0.6	3.5	0.17
B1125+588(NGC 3690)		FIR			$\leq 0.2$	16?	
B1127-145(om146)	10.01	sGPS	$\leq 0.13$	$26^\circ$	$\leq 0.17$		
B1128+385(OM+346.9)	07.99	Core	$\leq 0.11$	$46^\circ$	$\leq 0.2$		
B1131+493(IC 708)		RG	0.2		$\leq 0.3$		
B1132+492(IC 711)		RG	0.2		$\leq 0.3$		
B1133+432	08.00	sGPS	$\leq 0.12$	$42^\circ$	$\leq 0.21$		
B1137+321(Arp 294)		FIR			$\leq 0.3$		
B1140+188	10.00	CSO	0.66?	$40^\circ$	1.06		
B1143+50(3C 266)		CSS		$44^\circ$	4.2	19	0.22

Название источника	дата	выбор ка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B1143+446		FSS	$\leq 0.1$	$29 - 84^\circ$	$\leq 0.3$		
B1144+402	07.99	Core	$\leq 0.2$	$43^\circ$	$\leq 0.32$		
B1146+596	09.02	CSO	$\leq 0.2$	$52^\circ$	$\leq 0.43$		
B1150+095		FSS	0.28	$26^\circ$	$0.34 \pm 0.1$		
B1153+31(4C+31.38)		CSS			2.6	3.0	0.87
B1156+295(4C+29.45)	09.99	Core	0.45	$30.5^\circ$	0.82		
	07.99	Core	0.65	$51^\circ$	0.80		
B1157+732(3C 268.1)	07.99	PR	2.5	$62^\circ$		$70 \pm 10$	
B1203+64(3C 268.3)		CSS			5.5	21	0.26
B1211+334		FSS	0.25	$32 - 74^\circ$	$0.42 \pm 0.08$		
B1212+177		FSS	0.39	$30^\circ$	$0.55 \pm 0.11$		
B1219+285(W Comae)	09.99	Core	0.52	$29^\circ$	0.7		
	09.99	Core	0.12	$63^\circ$	0.28		
B1225+368(ON343)		CSS	0.15	$36^\circ$	0.2	$< 1.0$	–
		sGPS					
		CSO					
B1233+539		FSS	$\leq 0.15$	$51 - 82^\circ$	$\leq 0.37$		
B1241+118(NGC 4647)		FIR			$\leq 0.3$	$2.7 \pm 0.6$	
B1242+410	09.02	CSO	0.52	$42^\circ$	0.93		
B1244+49(4C+49.25)		CSS			0.6	3.0	0.20
B1245+676	10.00	sGPS	$\leq 0.16$	$75^\circ$	$\leq 0.6$		
B1250+56(3C 277.1)		CSS			3.0	17	0.18
B1254+476(3C 280)	07.99	PR	2.5	$63^\circ$		$50 \pm 10$	
B1254+571(UGC 08058)		FIR			$\leq 0.2$		
B1259+295(NGC 4922)		FIR			$\leq 0.2$		
B1308+145	11.00	CSO	$\leq 0.09$	$35^\circ$	$\leq 0.16$		
B1308+172	11.00	CSO	$\leq 0.22$	$37^\circ$	$\leq 0.48$		
B1308+326(OP+313)	09.99	Core	0.21	$36^\circ$	0.28	$3.8 \pm 1$	
B1312+699(4C+69.15)	10.00	sGPS	0.26	$77^\circ$	1?*		

Название источника	дата	выбор ка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B1313+623(UGC 08335)		FIR			$\leq 0.2$		
B1317+199		FSS	0.23	$28 - 52^\circ$	$0.31 \pm 0.06$		
B1318+344(UGC 08387)		FIR			$\leq 0.3$	$4 \pm 1$	
B1323+32(4C+32.44)		CSS sGPS			0.9	4.3	0.21
B1328+25(3C 287)		CSS		$33^\circ; 45^\circ$	6.1	31	0.20
B1328+30(3C 286)		CSS		$\sim 40.5^\circ$	5.0	28	0.18
B1333+459	10.00	sGPS	$\leq 0.24$	$63^\circ$	$\leq 0.7$		
B1336+485(NGC 5256)		FIR			$\leq 0.1$		
B1342+561(UGC 08696)		FIR			$\leq 0.1$		
B1342+341		FSS	$\leq 0.1$	$43 - 60^\circ$	$\leq 0.22$		
B1345+12(4C+12.50)		CSS sGPS			0.6	3.7	0.16
B1351-018	11.00	sGPS	$\leq 0.65$	$20^\circ$	$\leq 0.74$		
B1354+195(4C+19.44)	09.99	Core	0.97	$33^\circ$	1.32	$9 \pm 2$	
B1355+441	11.00	sGPS	$\leq 0.1$	$53^\circ$	$\leq 0.17$		
B1358+624(4C+62.22)		CSO CSS PR sGPS CSO			0.6	$< 2.0$	$> 0.3$
B1402+66(4C+66.14)		CSS			2.0	6.0	0.33
B1404+286(oq208)	09.99	sGPS Core	$\leq 0.11$	$40^\circ$	$\leq 0.21$		
B1404+509(NGC 5480)		FIR			$\leq 0.15$		
B1409+524(3C 295)	09.99	PR	4.2	$59^\circ$	10.8	$143 \pm 15$	0.08
B1412+461	10.01	CSO	$\leq 0.1$	$56^\circ$	$\leq 0.19$		

Название источника	дата	выбор ка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B1413+135	09.02	CSO	$\leq 0.37$	$34^\circ$	$\leq 0.63$		
B1413+34(OQ323)		CSS sGPS			0.6	7.0	0.09
B1416+06(3C 298)		CSS			12.7	68	0.19
B1418+546(OQ+530)	09.99	Core	$\leq 0.1$	$61^\circ$	$\leq 0.21$		
B1419+41(3C 299)		CSS			6.6	20.7	0.32
B1433-040	10.99	sGPS	$\leq 0.3$	$23^\circ$	$\leq 0.4$		
B1434-14(IRAS1434-14)		FIR			$\leq 0.3$		
B1442+10(OQ172)		CSS sGPS Core	0.26	$60^\circ$	0.4	$< 1.0$	$> 0.4$
B1458+71(3C 309.1)		CSS PR	0.74	$85^\circ$	2.5	29	0.09
B1502+106	11.99	Core	$\leq 0.3$	$27^\circ$	$\leq 0.38$		
	10.96	Core	$\leq 0.32$	$31^\circ$	$\leq 0.46$		
B1504+105		FSS	$\leq 0.2$	$31 - 53^\circ$	$\leq 0.36$		
B1516+429(I Zw 107)		FIR			$\leq 0.25$		
B1517+20(3C 318)		CSS			5.7	23	0.25
B1518+047(4C+04.51)	10.00	sGPS	1.1	$25^\circ$	1.2		
B1532+236(UGC 09913)		FIR			$\leq 0.3$		
B1538+149(4C+14.60)	12.99	Core	0.44	$46^\circ$	0.93	$4.2 \pm 1$	
B1543+005	11.00	sGPS CSO	$\leq 0.21$	$24^\circ$	$\leq 0.24$		
B1546+027(OR+078)	12.99	Core	$\leq 0.15$	$30.5^\circ$	$\leq 0.23$		
B1548+056(4C+05.64)	12.99	Core	$\leq 0.23$	$35^\circ$	$\leq 0.35$	$3 \pm 1$	
B1549+202(3C 326)		RG	$\leq 0.2$		$\leq 0.4$	$30 \pm 6^*$	
B1600+335(OS300)	11.00	CSS sGPS			1.5		
B1604+315	10.00	sGPS	$\leq 0.12$	$52^\circ$	$\leq 0.21$		

Название источника	дата	выбор ка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B1606+106(4C+10.45)	11.99	Core	$\leq 0.17$	$33^\circ$	$\leq 0.25$		
B1607+26(CTD93)		CSS sGPS			0.2	$< 2.0$	$> 0.1$
B1609+660(3C 330)	09.99	PR	1.02	$79^\circ$		$48 \pm 5$	
B1611+343(OS+319)	11.99	Core	$\leq 0.25$	$54^\circ$	$\leq 0.47$		
B1624+416(4C+41.32)	11.99	Core	$\leq 0.22$	$62^\circ$	$\leq 0.47$	$4 \pm 1$	
		PR					
B1628+216		FSS	$\leq 0.15$	$42 - 56^\circ$	$\leq 0.31$		
B1633+382(4C+38.41)	09.99	Core	0.45	$73^\circ$	1.17		
		PR					
	11.99	Core	0.36	$60^\circ$	0.68		
B1634+62(3C 343)		CSS	1.1	$81^\circ$	3.5	17	0.21
		PR					
B1637+62(3C 343.1)		CSS			3.0	13	0.23
B1637+574(OS+562)	11.99	Core	$\leq 0.13$	$77^\circ$	$\leq 0.45$	$4.8 \pm 1.5$	
		PR					
	10.96	Core	$\leq 0.18$	$77^\circ$	$\leq 0.62$		
B1638+124		FSS	0.6	$34 - 57^\circ$	$0.8 \pm 0.4$		
B1641+399(4C+39.48)	11.99	Core	1.00	$62^\circ$	2.46	$19 \pm 2$	
		PR					
B1641+17(3C 346)		CSS			$< 0.8$	19	$< 0.04$
B1642+054		FSS	$\leq 0.2$	$28 - 60^\circ$	$\leq 0.34$		
B1642+690(4C+69.21)	09.99	Core	$\leq 0.15$	$84^\circ$	$\leq 0.69$	$8 \pm 1$	
		PR					
B1648+015	11.01	sGPS	$\leq 0.15$	$25^\circ$	$\leq 0.2$		
		CSO					
B1650+024(NGC 6240)		FIR			$\leq 0.5$		
B1652+398(4C+39.49)	11.99	PR	$\leq 0.34$	$63^\circ$	$\leq 0.85$	$\leq 3(2)$	$\leq 0.43$
B1655+077(OS+092)	11.99	Core	$\leq 0.19$	$41^\circ$	$\leq 0.33$		
B1656+053(OS+094)	11.99	Core	$\leq 0.17$	$35^\circ$	$\leq 0.23$		

Название источника	дата	выбор ка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B1656+477(OS+494)	12.99	Core	$\leq 0.1$	$71^\circ$	$\leq 0.29$		
B1657+590(NGC 6285/6)		FIR			$\leq 0.2$		
B1722+562		FSS	$\leq 0.15$	$78 - 84^\circ$	$\leq 0.75$		
B1732+094	10.00	sGPS	$\leq 0.2$	$52^\circ$	$\leq 0.35$		
		CSO					
B1734+063	11.00	CSO	$\leq 0.16$	$48^\circ$	$\leq 0.35$		
B1739+522(4C+51.37)	01.99	PR	$\leq 0.17$	$35^\circ$	$\leq 0.23$	$3.3 \pm 1.5$	$\leq 0.23$
B1744+260		FSS	$\leq 0.15$	$60^\circ$	$\leq 0.3$		
B1749+701	12.99	PR	$\leq 0.1$	$100^\circ$	$\leq 0.68$	$\leq 3 (1.8)$	$\leq 0.38$
B1749+096(4C+09.57)	12.99	Core	$\leq 0.2$	$34^\circ$	$\leq 0.26$		
B1751+278	10.00	sGPS	$\leq 0.12$	$65^\circ$	$\leq 0.38$		
B1801+036		FSS	$\leq 0.15$	$36^\circ$	$\leq 0.21$		
B1807+698(3C 371)	02.00	PR	$\leq 0.1$	$100^\circ$	$\leq 0.55$	$7.4 \pm 1.5$	$\leq 0.07$
B1809+568	01.01	CSO	$\leq 0.2$	$78^\circ$	$\leq 0.84$		
B1812+412		FSS	0.6	$67^\circ$	$1.7 \pm 0.8$	$10 \pm 5$	0.17
B1814+349	01.01	CSO	$\leq 0.2$	$60^\circ$	$\leq 0.43$		
B1815+614	11.01	CSO	$\leq 0.06$	$86^\circ$	$\leq 0.27$		
B1819+39(4C+39.56)		CSS			2.6	4.4	0.59
B1823+568(4C+56.27)	12.99	Core	$\leq 0.2$	$80^\circ$	$\leq 0.74$	$14 \pm 2$	
		PR					
B1824+271	11.01	sGPS	$\leq 0.07$	$57^\circ$	$\leq 0.13$		
B1824+184	11.01	CSO	0.14	$52^\circ$	0.31		
	01.02	CSO	0.21	$44^\circ$	0.39		
B1828+48(3C 380)		CSS			8.0	90	0.09
		PR					
		Core					
B1829+29(4C+29.56)		CSS			1.0	2.5	0.40
B1842+455(3C 388)	12.99	PR	$\leq 0.13$	$72^\circ$		$27.5 \pm 5$	
B1843+356	01.01	sGPS	$\leq 0.2$	$59^\circ$	$\leq 0.42$		
		CSO					
B1848+283	01.01	sGPS	$\leq 0.25$	$52^\circ$	$\leq 0.43$		

Название источника	дата	выбор ка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B1851+488	11.01	sGPS	$\leq 0.09$	$80^\circ$	$\leq 0.45$		
B1857+630		FSS	$\leq 0.25$	$84^\circ$	$\leq 1.2$		
B1919+480(4C+47.51)		RG	$\leq 0.2$		$\leq 0.4$	$12 \pm 3$	
B1928+738(4C+73.18)	12.99	Core	$\leq 0.12$	$> 100^\circ$	0.9?	$6.8 \pm 1.5$	
		PR					
B1928+681		FSS	$\leq 0.2$	$81 - 88^\circ$	$\leq 0.8$		
B1936+486(4C+48.49)		RG	0.2		$0.3 \pm 0.1$		
B1939+605(3C 401)	02.00	PR	$\leq 0.15$	$79^\circ$	$\leq 0.75$	$28 \pm 5$	$\leq 0.03$
B1940+505(3C 402)		RG	$\leq 0.2$		$\leq 0.6$	$16 \pm 3$	
B1943+546	01.01	CSO	$\leq 0.2$	$75^\circ$	$\leq 0.58$		
B1947+677		FSS	$\leq 0.2$	$85^\circ$	$\leq 1$		
B1954+513(ov591)	02.00	PR	$\leq 0.27$	$70^\circ$	$\leq 0.78$	??(3.5)	$\leq 0.22$
B2008-068	03.01	sGPS	$\leq 0.25$	$39^\circ$	$\leq 0.38$		
B2021+614(4C+31.56)	12.99	PR	$\leq 0.13$	$90^\circ$	$\leq 0.5$	$\leq 3$ (0.3)	$\leq$ 1???
		CSO					
B2050+364(da529)	01.01	sGPS	0.35?	$59^\circ$	0.7?		
B2101+664		FSS	$\leq 0.15$	$76 - 87^\circ$	$\leq 0.4$		
B2112+312		FSS	$\leq 0.2$	$46^\circ$	$\leq 0.4$		
B2121-014	01.01	sGPS	$\leq 0.24$	$28^\circ$	$\leq 0.33$		
B2121+053(OX+036)	02.00	Core	$\leq 0.14$	$22.5^\circ$	$\leq 0.15$		
B2128+048(da550)	03.01	sGPS	$\leq 0.15$	$26^\circ$	$\leq 0.17$		
B2134+004(da553)	03.02	sGPS	$\leq 0.18$	$34^\circ$	$\leq 0.25$		
		Core					
B2136+141(OX+161)	03.00	Core	$\leq 0.21$	$34^\circ$	$\leq 0.33$		
B2144+092(OX+074)	02.00	Core	$\leq 0.17$	$26^\circ$	$\leq 0.18$		
B2145+067(4C+06.69)	02.00	Core	0.74	$23^\circ$	0.86		
B2149+056(ox082)	03.01	sGPS	$\leq 0.3?$	$20^\circ$	$\leq 0.32$		
B2150+124		FSS	$\leq 0.3$	$38^\circ$	$\leq 0.7$		
B2151+174		FSS	$\leq 0.4$	$30^\circ$	$\leq 0.7$		
B2153+377(3C 438)	03.99	PR	0.38( $\leq$ 0.2)	$47^\circ$		$67 \pm 10$	



Название источника	дата	выбор ка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B2200+420(BL Lac)	03.99	PR	0.35	49.5°	0.82	3 ± 1.5	≤ 0.21
B2201+315(4C+31.63)	02.00	Core	≤ 0.1	51°	≤ 0.2	6.5 ± 2	
B2201+044		FSS	≤ 0.5	40°	≤ 0.9		
B2201+097	03.01	CSO	≤ 0.13	24°	≤ 0.14		
B2205+389		FSS	≤ 0.4	47 – 63°	≤ 0.8		
B2210+085		FSS	≤ 0.25	30°	≤ 0.36		
B2210+016(4C+01.69)	01.01	sGPS	0.47	40°	0.9		
B2223+210(OY+239)	03.99	Core	≤ 0.2	30°	≤ 0.25		
B2229+391(3C 449)		RG	≤ 0.3		≤ 0.7	25 ± 5*	
		PR					
B2230+11(4C+11.69)		CSS		25°	1.3	4.7	0.28
		Core					
B2234+282(OY+256)	02.00	Core	0.12	49°	0.22		
B2236+124(oy160)	01.01	sGPS	≤ 0.15	43°	≤ 0.23*		
B2242+032	04.01	CSO	≤ 0.3	55°	≤ 0.69		
B2243+394(3C 452)		RG	≤ 0.4		≤ 0.2	125 ± 25	
		PR					
B2247+14(4C+14.82)		CSS			3.0	8.4	0.36
		Core					
B2247+140		FSS	1.3	20°	2.2 ± 0.3	5.5 ± 2	0.4
B2249+18(3C 454)		CSS			3.4	13	0.26
B2251+158(4C+15.76)	04.99	Core	2.02	39°	3.6	15.5 ± 2	
B2252+12(3C 455)		CSS			4.5	19.5	0.23
B2253+417(OY+489)	05.99	Core	≤ 0.2	25°	≤ 0.22		
B2254+074(OY+091)	02.00	Core	≤ 0.12	35°	≤ 0.17		
B2300+086(NGC 7469)		FIR			≤ 0.2		
B2322-040	01.01	sGPS	≤ 0.2	53°	≤ 0.42		
B2323+43(OZ438)		CSS			0.8	6.5	0.12
B2328+107(4C+10.73)	04.99	Core	≤ 0.35	28°	≤ 0.44	5.7 ± 1.5	
B2335+267(3C 465)		RG	≤ 0.4		≤ 0.2	75 ± 15	
B2337+264	03.02	sGPS	≤ 0.13	27°	≤ 0.15		

Название источника	дата	выбор ка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B2344+092(4C+09.74)	05.99	Core	$\leq 0.2$	$59^\circ$	$\leq 0.52$	$5 \pm 1.5$	
B2345+113		FSS	$\leq 0.3$	$35 - 60^\circ$	$\leq 0.7$		
B2348+203(Mrk 331)		FIR			$\leq 0.15$		
B2351+456(4C+45.51)	05.99	PR	0.16	$49^\circ$	0.37	$2.5 \pm 1.25$	0.15
B2352+495(oz488)	04.02	PR	$\leq 0.15$	$47^\circ$	$\leq 0.24$	$\leq 3$ (1.2)	$\leq 0.2$
		sGPS					
		CSO					
B2358+406	04.01	CSO	$\leq 0.25$	$40^\circ$	$\leq 0.5$		

## А.2 Компактные источники из обзора сделанного методом мерцаний

Названия колонок 1-8 таблицы А.2 совпадает с названием колонок таблицы А.1. Заметим лишь, что в колонке 3 приведены аббревиатуры PS I и PS II. PS I — обзор методом межпланетных мерцаний, сделанный по первой площадке 7С обзора (оригинальная публикация Артюх и Тюльбашев (1996а)), PS II — обзор по второй площадке 7С обзора (опубликован в Артюх и др. (1998а))

Таблица А.2: Плотности потоков источников первой и второй площадок обзора сделанного методом межпланетных мерцаний на 102.5 МГц.

Название источника	дата	выборка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B0545+443		PS I	0.2	22 – 40°	0.26		
B0546+427		PS I	0.31	22 – 40°	0.39		
B0546+423		PS I	0.22	22 – 40°	0.26		
B0547+397(B0547+398)		PS I	0.44	22 – 40°	0.53	3.0	0.18
B0547+488(B0547+488)		PS I	0.3	22 – 40°	0.38		
B0547+438		PS I	0.3	22 – 40°	0.38		
B0548+416(B0548+416)		PS I	0.3	22 – 40°	0.37		
B0550+493(B0551+493)		PS I	0.65	22 – 40°	0.87		
B0552+402(B0551+402)		PS I	0.7	22 – 40°	1.03	3.5	0.29
B0553+436(B0554+436)		PS I	0.3	22 – 40°	0.37		
B0554+462(B0554+462)		PS I	0.4	22 – 40°	0.55		
B0555+450(B0555+449)		PS I	0.22	22 – 40°	0.27		
B0555+398		PS I	0.37	22 – 40°	0.45		
B0555+488		PS I	0.16	22 – 40°	0.2		
B0558+396		PS I	0.44	22 – 40°	0.55		
B0559+475(B0559+475)		PS I	0.62	22 – 40°	0.8		
B0559+402(B0600+401)		PS I	0.42	22 – 40°	0.53		
B0601+435		PS I	0.2	22 – 40°	0.25		
B0601+442(B0600+442)		PS I	0.6	22 – 40°	0.78		
B0601+405(B0602+405)		PS I	0.5	22 – 40°	0.62		
B0602+432		PS I	0.2	22 – 40°	0.25		

Название источника	дата	выборка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B0602+454		PS I	0.45	22 – 40°	0.56		
B0602+436		PS I	0.4	22 – 40°	0.49		
B0603+460(B0603+460)		PS I	0.9	22 – 40°	1.3	3.2	0.41
B0603+416(B0603+416)		PS I	1.0	22 – 40°	1.43	7.5	0.19
B0604+488		PS I	0.15	22 – 40°	0.19		
B0604+412		PS I	0.14	22 – 40°	0.18		
B0604+499(B0605+499)		PS I	0.15	22 – 40°	0.2		
B0605+481(3C 153)		PS I	2.6	22 – 40°	3.1	26.0	0.12
		PR					
B0606+396		PS I	0.66	22 – 40°	0.8		
B0606+405(B0606+404)		PS I	0.9	22 – 40°	1.13	3.0	0.38
B0607+493(B0607+493)		PS I	0.25	22 – 40°	0.3		
B0608+399(B0607+398)		PS I	0.48	22 – 40°	0.59		
B0609+434(B0607+433)		PS I	0.3	22 – 40°	0.41		
B0609+467(B0609+467)		PS I	0.3	22 – 40°	0.4	6.0	0.07
B0609+412(B0609+413)		PS I	0.15	22 – 40°	0.18		
B0610+477(B0609+477)		PS I	0.54	22 – 40°	0.64		
B0610+451(B0610+451)		PS I	0.44	22 – 40°	0.53		
B0612+396(B0612+397)		PS I	0.33	22 – 40°	0.4		
B0612+484(B0612+484)		PS I	0.45	22 – 40°	0.6		
B0612+488		PS I	0.15	22 – 40°	0.2		
B0613+406(B0613+406)		PS I	0.9	22 – 40°	1.22	5.5	0.22
B0613+439		PS I	0.12	22 – 40°	0.15		
B0614+501(B0614+499)		PS I	0.2	22 – 40°	0.27		
B0615+449(B0615+448)		PS I	0.66	22 – 40°	0.8	4.0	0.17
B0616+437(B0616+436)		PS I	0.2	22 – 40°	0.24		
B0617+445(B0617+444)		PS I	0.36	22 – 40°	0.45		
B0618+497(B0617+498)		PS I	0.15	22 – 40°	0.2		
B0620+421(B0619+420)		PS I	0.43	22 – 40°	0.5		
B0621+466(B0620+466)		PS I	0.3	22 – 40°	0.36		
B0621+401(3C 159.1)		PS I	1.2	22 – 40°	1.46	16.0	0.09

Название источника	дата	выборка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B0621+403(3C 159.2)		PS I	3.5	22 – 40°	4.3	23.0	0.19
B0621+478(B0621+477)		PS I	1.5	22 – 40°	1.93	7.0	0.28
B0622+430		PS I	0.52	22 – 40°	0.64		
B0622+462		PS I	0.15	22 – 40°	0.19		
B0622+416(B0623+416)		PS I	0.3	22 – 40°	0.37		
B0622+480(B0623+480)		PS I	0.9	22 – 40°	1.1	5.5	0.2
B0623+464		PS I	0.25	22 – 40°	0.32		
B0623+443		PS I	0.33	22 – 40°	0.4		
B0624+415(B0623+415)		PS I	0.24	22 – 40°	0.3		
B0626+417(B0628+415)		PS I	0.2	22 – 40°	0.24		
B0627+424(B0627+425)		PS I	1.4	22 – 40°	1.8	6.0	0.3
B0628+398(B0628+398)		PS I	0.33	22 – 40°	0.42		
B0628+421(B0628+422)		PS I	0.2	22 – 40°	0.27	3.0	0.09
B0629+473(B0629+473)		PS I	0.3	22 – 40°	0.37		
B0629+457		PS I	0.16	22 – 40°	0.21		
B0629+446(B0629+445)		PS I	0.2	22 – 40°	0.24		
B0629+469(B0630+459)		PS I	2.2	22 – 40°	3.1	13.0	0.24
B0631+433(B0631+433)		PS I	0.19	22 – 40°	0.24		
B0632+479(B0631+479)		PS I	0.66	22 – 40°	0.85	3.3	0.2
B0632+413(B0632+412)		PS I	0.46	22 – 40°	0.58		
B0633+441(B0634+442)		PS I	0.25	22 – 40°	0.3		
B0634+437		PS I	0.15	22 – 40°	0.18		
B0635+464		PS I	0.35	22 – 40°	0.47		
B0635+496(B0635+496)		PS I	0.5	22 – 40°	0.7	4.5	0.16
B0635+431(B0635+429)		PS I	0.14	22 – 40°	0.17		
B0635+409		PS I	0.3	22 – 40°	0.38		
B0636+397(B0636+395)		PS I	0.17	22 – 40°	0.21		
B0636+420		PS I	0.27	22 – 40°	0.35	4.0	
B0636+488		PS I	0.2	22 – 40°	0.27		
B0638+486		PS I	0.15	22 – 40°	0.19		
B0639+451		PS I	0.11	22 – 40°	0.13		

Название источника	дата	выборка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B0641+403		PS I	0.15	22 – 40°	0.19		
B0641+444(B0641+444)		PS I	1.0	22 – 40°	1.2		
B0642+501(B0643+502)		PS I	0.35	22 – 40°	0.5		
B0643+460(B0643+460)		PS I	0.35	22 – 40°	0.44		
B0643+437		PS I	0.15	22 – 40°	0.19		
B0643+408(B0642+408)		PS I	0.7	22 – 40°	0.9	5.5	0.13
B0644+420(B0644+420)		PS I	0.44	22 – 40°	0.6	4.0	0.15
B0645+434(B0645+433)		PS I	0.5	22 – 40°	0.63	3.0	0.21
B0647+415(B0647+415)		PS I	0.8	22 – 40°	1.09	8.5	0.13
B0648+465(B0648+466)		PS I	0.6	22 – 40°	0.77		
B0648+404		PS I	0.2	22 – 40°	0.26		
B0648+461(B0648+460)		PS I	0.6	22 – 40°	0.75	3.4	0.22
B0649+485(B0649+485)		PS I	0.4	22 – 40°	0.53	3.5	0.15
B0649+425(B0649+426)		PS I	0.55	22 – 40°	0.7	6.0	0.09
B0649+482(B0650+481)		PS I	0.33	22 – 40°	0.44		
B0652+432		PS I	0.55	22 – 40°	0.7	6.0	0.12
B0652+411(B0652+412)		PS I	0.5	22 – 40°	0.67		
B0653+406(B0654+406)		PS I	0.3	22 – 40°	0.47		
B0653+453(B0652+453)		PS I	0.9	22 – 40°	1.1		
B0654+439(B0653+438)		PS I	0.45	22 – 40°	0.56		
B0655+402(B0655+403)		PS I	1.15	22 – 40°	1.57		
B0657+446		PS I	0.26	22 – 40°	0.33		
B0657+497(B0657+497)		PS I	0.3	22 – 40°	0.43		
B0658+484		PS I	0.25	22 – 40°	0.34		
B0658+496(B0658+497)		PS I	0.25	22 – 40°	0.3		
B0659+446(B0659+445)		PS I	3.7	22 – 40°	4.5	12.0	0.38
B0700+462		PS I	0.25	22 – 40°	0.3		
B0700+466(B0700+465)		PS I	0.25	22 – 40°	0.3		
B0700+430		PS I	0.47	22 – 40°	0.58		
B0701+402(B0701+401)		PS I	0.42	22 – 40°	0.63	4.0	0.16
B0703+460		PS I	0.2	22 – 40°	0.24		

Название источника	дата	выборка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B0703+501(B0703+500)		PS I	2.0	22 – 40°	2.8	6.3	0.32
B0704+420		PS I	0.22	22 – 40°	0.26		
B0704+398(B0704+398)		PS I	0.33	22 – 40°	0.5		
B0705+474(B0705+474)		PS I	0.52	22 – 40°	0.65		
B0705+450(B0704+451)		PS I	0.16	22 – 40°	0.2		
B0705+486(B0705+486)		PS I	0.3	22 – 40°	0.4	3.0	0.13
B0706+492		PS I	0.3	22 – 40°	0.4		
B0706+476(B0707+476)		PS I	0.21	22 – 40°	0.3		
B0707+429(B0707+427)		PS I	0.44	22 – 40°	0.55		
B0708+484(B0707+485)		PS I	0.2	22 – 40°	0.27		
B0708+410(B0709+409)		PS I	0.55	22 – 40°	0.73	7.0	0.10
B0709+482		PS I	0.55	22 – 40°	0.75	5.0	0.15
B0945+492(B0944+492)		PS II	0.15	22 – 40°	0.25		
B0945+348(B0944+347)		PS II	0.6	22 – 40°	0.75		
B0947+503		PS II	0.2	22 – 40°	0.35		
B0947+412(B0946+412)		PS II	0.3	22 – 40°	0.46	3.0	0.15
B0948+434(B0948+433)		PS II	0.22	22 – 40°	0.35		
B0948+360(B0948+360)		PS II	0.2	22 – 40°	0.25		
B0949+300		PS II	0.2	22 – 40°	0.24		
B0949+500		PS II	0.5	22 – 40°	0.88	3.0	0.29
B0950+364(B0949+363)		PS II	0.18	22 – 40°	0.23		
B0950+352(B0950+352)		PS II	0.5	22 – 40°	0.61		
B0950+339		PS II	0.18	22 – 40°	0.22		
B0950+454(B0950+454)		PS II	0.22	22 – 40°	0.33		
B0950+422		PS II	0.77	22 – 40°	1.2	3.0	0.4
B0951+483		PS II	0.22	22 – 40°	0.39		
B0951+403(B0950+403)		PS II	0.18	22 – 40°	0.28		
B0951+310(B0951+309)		PS II	0.5	22 – 40°	0.61	3.5	0.17
B0951+378(B0951+377)		PS II	1.0	22 – 40°	1.3	5.3	0.25
B0951+450(B0952+450)		PS II	0.4	22 – 40°	0.6		
B0951+410		PS II	0.3	22 – 40°	0.46	3.8	0.12

Название источника	дата	выборка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B0951+474		PS II	0.22	22 – 40°	0.36		
B0952+445(B0951+444)		PS II	0.47	22 – 40°	0.7		
B0952+514(B0953+514)		PS II	0.2	22 – 40°	0.33		
B0952+358(B0952+357)		PS II	0.6	22 – 40°	0.75	8.0	0.08
B0953+335		PS II	0.3	22 – 40°	0.37		
B0953+490(B0954+490)		PS II	0.2	22 – 40°	0.35	4.0	0.09
B0953+399(B0954+400)		PS II	0.27	22 – 40°	0.42	3.2	0.13
B0953+370(B0954+370)		PS II	0.18	22 – 40°	0.23		
B0953+305		PS II	0.34	22 – 40°	0.41	4.5	0.09
B0954+374		PS II	0.36	22 – 40°	0.45	3.0	0.15
B0954+421(B0954+422)		PS II	0.85	22 – 40°	1.4		
B0954+292		PS II	0.65	22 – 40°	0.78		
B0954+362		PS II	0.25	22 – 40°	0.31		
B0954+459(B0955+459)		PS II	0.13	22 – 40°	0.2		
B0954+503(B0953+504)		PS II	0.1	22 – 40°	0.17		
B0955+492		PS II	0.17	22 – 40°	0.29	6.0	0.05
B0955+436(B0954+436)		PS II	0.38	22 – 40°	0.6	4.0	0.15
B0955+389		PS II	0.45	22 – 40°	0.6	12.0	0.05
B0955+444(B0954+443)		PS II	0.33	22 – 40°	0.49	3.2	0.15
B0955+441		PS II	0.4	22 – 40°	0.62		
B0955+320		PS II	0.33	22 – 40°	0.4	10.0	0.04
B0955+326(3C 232)		PS II	1.2	22 – 40°	1.5	7.0	0.21
B0955+380(B0955+380)		PS II	0.45	22 – 40°	0.56	4.0	0.14
B0955+339(B0955+338)		PS II	0.4	22 – 40°	0.49		
B0955+396(B0955+396)		PS II	0.55	22 – 40°	0.85	3.0	0.28
B0956+476(B0956+475)		PS II	0.7	22 – 40°	1.1	11.0	0.1
B0956+450		PS II	0.2	22 – 40°	0.3		
B0956+466(B0956+465)		PS II	0.19	22 – 40°	0.3		
B0957+404		PS II	0.27	22 – 40°	0.42	3.0	0.14
B0957+430(B0957+431)		PS II	0.2	22 – 40°	0.32		
B0958+305(B0957+305)		PS II	0.35	22 – 40°	0.42		



Название источника	дата	выборка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B0958+419(B0958+419)		PS II	0.22	22 – 40°	0.35	3.5	0.1
B0958+291(3C 234)		PS II	2.0	22 – 40°	2.4	65.0	0.04
B0959+415(B0959+415)		PS II	0.2	22 – 40°	0.31		
B0959+385(B1000+385)		PS II	0.24	22 – 40°	0.3		
B1000+378(B0959+378)		PS II	0.24	22 – 40°	0.3		
B1000+417(B0959+416)		PS II	0.2	22 – 40°	0.31	4.0	0.08
B1000+310(B0959+309)		PS II	0.2	22 – 40°	0.24	3.0	0.08
B1001+405		PS II	0.45	22 – 40°	0.69	8.0	0.06
B1001+514(B1001+514)		PS II	0.2	22 – 40°	0.33		
B1001+330(B1001+329)		PS II	0.44	22 – 40°	0.54	5.0	0.11
B1002+321(B1001+321)		PS II	1.4	22 – 40°	1.7	14.0	0.12
B1002+403		PS II	0.28	22 – 40°	0.43	3.0	0.14
B1003+485(3C 235)		PS II	0.33	22 – 40°	0.58	9.5	0.06
B1003+352(3C 236)		PS II	3.2	22 – 40°	4.0	29.0	0.14
B1003+380		PS II	0.5	22 – 40°	0.63		
B1003+305(B1003+304)		PS II	0.3	22 – 40°	0.36	3.5	0.1
B1003+498(B1003+498)		PS II	0.45	22 – 40°	0.79	4.0	0.2
B1003+451(B1003+451)		PS II	0.41	22 – 40°	0.61		
B1003+364(B1004+364)		PS II	0.35	22 – 40°	0.44	4.0	0.11
B1004+447(B1004+446)		PS II	0.77	22 – 40°	1.2	20.0	0.06
B1004+310(B1003+310)		PS II	0.17	22 – 40°	0.21		
B1004+392		PS II	0.15	22 – 40°	0.2		
B1004+339(B1004+338)		PS II	0.3	22 – 40°	0.37	4.0	0.09
B1005+506(B1004+506)		PS II	0.15	22 – 40°	0.26		
B1006+443(B1005+442)		PS II	0.16	22 – 40°	0.25		
B1006+310		PS II	0.23	22 – 40°	0.28		
B1006+376(B1007+376)		PS II	0.35	22 – 40°	0.44	6.0	0.07
B1006+401		PS II	0.2	22 – 40°	0.31		
B1006+430		PS II	0.1	22 – 40°	0.16	3.0	0.05
B1007+457(B1006+456)		PS II	0.43	22 – 40°	0.65	3.5	0.19
B1007+422(B1007+422)		PS II	1.0	22 – 40°	1.6	5.0	0.32

Название источника	дата	выборка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B1007+311(B1007+310)		PS II	0.23	22 – 40°	0.28		
B1007+475		PS II	0.2	22 – 40°	0.33		
B1007+450		PS II	0.33	22 – 40°	0.49		
B1007+418(B1007+417)		PS II	0.83	22 – 40°	1.3	22.0	0.06
B1008+395(B1008+395)		PS II	0.18	22 – 40°	0.24	3.0	0.08
B1008+467(B1008+467)		PS II	1.6	22 – 40°	2.6	33.0	0.08
B1008+404		PS II	0.25	22 – 40°	0.38		
B1008+450(B1009+449)		PS II	0.36	22 – 40°	0.57	5.0	0.11
B1008+362(B1008+361)		PS II	0.3	22 – 40°	0.37		
B1008+435(B1009+434)		PS II	0.56	22 – 40°	0.9	8.7	0.1
B1009+512(B1009+513)		PS II	0.2	22 – 40°	0.37		
B1009+483		PS II	0.37	22 – 40°	0.65		
B1009+324		PS II	0.47	22 – 40°	0.57	5.3	0.11
B1009+302(B1010+302)		PS II	0.85	22 – 40°	1.0		
B1010+409(B1009+408)		PS II	0.25	22 – 40°	0.38		
B1010+332		PS II	0.27	22 – 40°	0.33	4.5	0.07
B1010+497		PS II	0.25	22 – 40°	0.43		
B1010+339(B1009+338)		PS II	0.35	22 – 40°	0.43		
B1010+292(B1011+293)		PS II	0.6	22 – 40°	0.73	7.5	0.1
B1011+463		PS II	0.3	22 – 40°	0.48	3.0	0.16
B1011+365(B1011+365)		PS II	0.33	22 – 40°	0.41		
B1011+390		PS II	0.36	22 – 40°	0.48		
B1012+486		PS II	0.18	22 – 40°	0.32		
B1012+317		PS II	0.25	22 – 40°	0.31	5.4	0.06
B1013+506		PS II	0.16	22 – 40°	0.27		
B1013+316		PS II	0.27	22 – 40°	0.33	3.4	0.1
B1014+470		PS II	0.2	22 – 40°	0.33		
B1014+393(B1014+392)		PS II	1.0	22 – 40°	1.3	10.0	0.13
B1014+343(B1014+343)		PS II	0.24	22 – 40°	0.29		
B1014+440(B1014+439)		PS II	0.4	22 – 40°	0.62		
B1015+361(B1014+360)		PS II	0.3	22 – 40°	0.37		

Название источника	дата	выборка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B1015+495		PS II	0.13	22 – 40°	0.22		
B1015+353		PS II	0.15	22 – 40°	0.18		
B1016+457(B1016+457)		PS II	0.2	22 – 40°	0.3	4.5	0.07
B1016+444(B1016+443)		PS II	0.4	22 – 40°	0.6		
B1017+346(B1017+346)		PS II	0.3	22 – 40°	0.37	4.0	0.09
B1017+367(B1016+366)		PS II	0.9	22 – 40°	1.1		
B1017+449(B1018+450)		PS II	0.23	22 – 40°	0.34		
B1017+348(B1018+348)		PS II	0.42	22 – 40°	0.51	4.5	0.11
B1017+372(B1017+372)		PS II	0.71	22 – 40°	0.91	3.5	0.26
B1018+487(B1017+487)		PS II	0.2	22 – 40°	0.35		
B1018+448(B1018+448)		PS II	0.2	22 – 40°	0.3		
B1018+333		PS II	0.25	22 – 40°	0.31	3.5	0.09
B1018+329(B1018+328)		PS II	0.3	22 – 40°	0.37	7.5	0.05
B1018+415(B1018+415)		PS II	0.26	22 – 40°	0.4	3.0	0.13
B1018+319(B1017+318)		PS II	0.22	22 – 40°	0.27	14.0	0.02
B1018+406(B1018+405)		PS II	0.28	22 – 40°	0.43	4.0	0.11
B1019+310(B1019+311)		PS II	0.54	22 – 40°	0.66	5.3	0.12
B1019+395(B1019+394)		PS II	0.55	22 – 40°	0.85	7.0	0.12
B1019+336(B1019+336)		PS II	0.3	22 – 40°	0.37		
B1019+379		PS II	0.16	22 – 40°	0.2		
B1020+499		PS II	0.14	22 – 40°	0.25		
B1020+481(B1020+481)		PS II	0.8	22 – 40°	1.4		
B1020+401(B1020+400)		PS II	0.7	22 – 40°	1.1	4.5	0.24
B1020+385(B1021+383)		PS II	0.35	22 – 40°	0.44		
B1021+475(B1021+475)		PS II	0.25	22 – 40°	0.41		
B1021+470(B1020+471)		PS II	0.2	22 – 40°	0.33		
B1021+362(B1021+363)		PS II	0.5	22 – 40°	0.63	3.0	0.21
B1022+301		PS II	0.17	22 – 40°	0.22		
B1022+432(B1022+432)		PS II	1.3	22 – 40°	2.1	13.0	0.16
B1022+495		PS II	0.15	22 – 40°	0.26		
B1023+427(B1022+427)		PS II	0.33	22 – 40°	0.52	3.0	0.17

Название источника	дата	выборка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B1023+450(B1022+451)		PS II	0.15	22 – 40°	0.22		
B1023+490		PS II	0.16	22 – 40°	0.27		
B1023+442		PS II	0.15	22 – 40°	0.23		
B1024+463(B1024+463)		PS II	0.5	22 – 40°	0.79	10.0	0.08
B1026+306		PS II	1.0	22 – 40°	1.3	5.5	0.24
B1026+374		PS II	0.95	22 – 40°	1.2	5.0	0.24
B1026+390		PS II	0.8	22 – 40°	1.1	10.0	0.11
B1026+457(B1027+457)		PS II	0.16	22 – 40°	0.24		
B1026+406		PS II	0.25	22 – 40°	0.38		
B1027+470		PS II	0.15	22 – 40°	0.25		
B1027+336		PS II	0.15	22 – 40°	0.22		
B1027+383(B1027+383)		PS II	0.37	22 – 40°	0.46	3.5	0.13
B1027+296(B1026+295)		PS II	0.17	22 – 40°	0.22		
B1027+403(B1028+402)		PS II	0.33	22 – 40°	0.51		
B1028+455		PS II	0.14	22 – 40°	0.21		
B1030+515(B1031+514)		PS II	0.2	22 – 40°	0.35		
B1030+415		PS II	0.36	22 – 40°	0.55	3.0	0.18
B1030+306(B1029+306)		PS II	0.4	22 – 40°	0.52	4.0	0.13
B1030+398(B1030+398)		PS II	0.3	22 – 40°	0.46		
B1031+505(B1031+504)		PS II	1.3	22 – 40°	2.3	17.0	0.14
B1031+341(B1031+340)		PS II	0.35	22 – 40°	0.43	3.0	0.14
B1031+479		PS II	0.25	22 – 40°	0.41		
B1031+498		PS II	0.45	22 – 40°	0.79	3.0	0.26
B1031+485(B1031+485)		PS II	0.31	22 – 40°	0.54		
B1031+481		PS II	0.15	22 – 40°	0.26		
B1031+419(B1031+418)		PS II	1.0	22 – 40°	1.6		
B1031+313(B1031+313)		PS II	0.17	22 – 40°	0.21	4.0	0.05
B1031+344		PS II	0.25	22 – 40°	0.3		
B1033+388		PS II	0.4	22 – 40°	0.53	3.5	0.15
B1033+488(B1033+488)		PS II	0.33	22 – 40°	0.57	5.5	0.1
B1033+348(B1032+348)		PS II	0.2	22 – 40°	0.24		

Название источника	дата	выборка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B1033+335(B1033+336)		PS II	0.22	22 – 40°	0.27		
B1033+408(B1033+408)		PS II	0.4	22 – 40°	0.62	7.0	0.09
B1034+317(B1034+317)		PS II	0.3	22 – 40°	0.37	4.0	0.09
B1034+378(B1034+378)		PS II	0.38	22 – 40°	0.47		
B1034+360		PS II	0.35	22 – 40°	0.44		
B1034+404(B1034+404)		PS II	1.2	22 – 40°	1.9	14.0	0.14
B1035+331		PS II	0.35	22 – 40°	0.43		
B1035+363(B1036+362)		PS II	0.65	22 – 40°	0.81	5.2	0.16
B1035+428(B1035+427)		PS II	0.9	22 – 40°	1.4	4.5	0.31
B1036+498		PS II	0.44	22 – 40°	0.79		
B1036+474(B1036+473)		PS II	1.3	22 – 40°	2.1	8.0	0.26
B1036+510(B1037+512)		PS II	0.18	22 – 40°	0.31		
B1036+324(B1036+323)		PS II	0.3	22 – 40°	0.37	4.7	0.08
B1037+435(B1037+435)		PS II	0.2	22 – 40°	0.32		
B1037+376		PS II	0.39	22 – 40°	0.49	3.8	0.13
B1037+464		PS II	0.15	22 – 40°	0.24		
B1037+320		PS II	0.21	22 – 40°	0.27		
B1038+426(B1037+426)		PS II	0.5	22 – 40°	0.79	3.5	0.23
B1038+301(B1037+302)		PS II	0.9	22 – 40°	1.2	4.0	0.3
B1038+424(B1039+424)		PS II	0.55	22 – 40°	0.87		
B1039+374		PS II	0.25	22 – 40°	0.31		
B1039+334(B1038+334)		PS II	1.0	22 – 40°	1.3	11.5	0.11
B1039+505(B1039+504)		PS II	0.6	22 – 40°	1.1	16.0	0.07
B1039+399		PS II	0.22	22 – 40°	0.34	3.0	0.11
B1039+367(B1041+366)		PS II	1.0	22 – 40°	1.3	3.5	0.37
B1040+293(B1039+293)		PS II	0.5	22 – 40°	0.68		
B1041+354(B1041+354)		PS II	0.3	22 – 40°	0.37		
B1041+346(B1040+348)		PS II	0.2	22 – 40°	0.24		
B1041+310		PS II	0.25	22 – 40°	0.32	3.0	0.1
B1041+322		PS II	0.17	22 – 40°	0.22		
B1042+393		PS II	0.44	22 – 40°	0.53	10.0	0.05

Название источника	дата	выборка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B1042+375(B1043+376)		PS II	0.4	22 – 40°	0.5		
B1043+415(B1042+414)		PS II	0.23	22 – 40°	0.35	3.0	0.12
B1043+379(B1043+378)		PS II	0.88	22 – 40°	1.1	3.0	0.37
B1043+433(B1043+433)		PS II	0.4	22 – 40°	0.63		
B1043+372(B1043+372)		PS II	0.35	22 – 40°	0.44	3.5	0.13
B1044+496		PS II	0.56	22 – 40°	1.0	4.5	0.22
B1044+297(B1044+297)		PS II	0.75	22 – 40°	1.1	6.0	0.18
B1044+311(B1044+311)		PS II	0.23	22 – 40°	0.29		
B1044+477(B1044+475)		PS II	0.51	22 – 40°	0.84		
B1045+454(B1044+454)		PS II	0.66	22 – 40°	1.1	4.5	0.24
B1045+399(B1044+398)		PS II	0.2	22 – 40°	0.31	3.0	0.1
B1045+341(B1045+340)		PS II	0.35	22 – 40°	0.43		
B1045+344(B1045+344)		PS II	0.2	22 – 40°	0.24		
B1045+353(B1045+352)		PS II	1.6	22 – 40°	2.0	6.0	0.33
B1045+359		PS II	0.4	22 – 40°	0.5	5.0	0.1
B1045+335		PS II	0.35	22 – 40°	0.45	4.0	0.11
B1046+383		PS II	0.3	22 – 40°	0.37		
B1046+424(B1047+423)		PS II	0.2	22 – 40°	0.32		
B1046+417		PS II	0.47	22 – 40°	0.75		
B1047+310		PS II	0.25	22 – 40°	0.32		
B1047+446		PS II	0.66	22 – 40°	1.1	6.5	0.17
B1047+484		PS II	0.25	22 – 40°	0.43		
B1048+515		PS II	0.2	22 – 40°	0.35		
B1048+479(B1048+479)		PS II	0.3	22 – 40°	0.49		
B1048+510		PS II	0.36	22 – 40°	0.63	3.3	0.19
B1048+470		PS II	0.28	22 – 40°	0.46	6.5	0.07
B1048+487(B1049+487)		PS II	0.38	22 – 40°	0.66	3.5	0.19
B1049+345(B1049+344)		PS II	0.32	22 – 40°	0.39	10.0	0.04
B1049+386(B1049+384)		PS II	0.38	22 – 40°	0.47		
B1049+374		PS II	0.3	22 – 40°	0.37		
B1050+329(B1051+328)		PS II	0.23	22 – 40°	0.29		

Название источника	дата	выборка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B1051+370(B1051+369)		PS II	0.4	22 – 40°	0.51		
B1052+310		PS II	0.15	22 – 40°	0.19		
B1052+390		PS II	0.25	22 – 40°	0.33		
B1052+381(B1052+380)		PS II	0.95	22 – 40°	1.2	3.0	0.4
B1053+418(B1052+417)		PS II	0.25	22 – 40°	0.4		
B1053+506(B1053+505)		PS II	0.15	22 – 40°	0.25		
B1054+498		PS II	0.3	22 – 40°	0.54	4.0	0.14
B1055+405		PS II	0.7	22 – 40°	1.1	13.0	0.08
B1055+354(B1055+353)		PS II	0.27	22 – 40°	0.33		
B1055+466		PS II	0.2	22 – 40°	0.32		
B1055+374		PS II	0.4	22 – 40°	0.5	3.7	0.14
B1055+316		PS II	0.7	22 – 40°	0.9	9.5	0.09
B1056+475(B1055+474)		PS II	0.22	22 – 40°	0.36		
B1056+433(3C 247)		PS II	1.9	22 – 40°	3.0	25.0	0.12
B1056+397		PS II	0.5	22 – 40°	0.77	4.0	0.19
B1056+329(B1056+330)		PS II	0.27	22 – 40°	0.35		
B1056+410(B1057+411)		PS II	0.25	22 – 40°	0.38		
B1057+493		PS II	0.25	22 – 40°	0.45		
B1057+307(B1057+307)		PS II	0.4	22 – 40°	0.56	14.0	0.04
B1057+459(B1057+458)		PS II	0.28	22 – 40°	0.44	4.0	0.11
B1058+484		PS II	0.19	22 – 40°	0.33	3.0	0.11
B1058+428(B1058+428)		PS II	0.6	22 – 40°	0.95		
B1058+464		PS II	0.23	22 – 40°	0.37		
B1058+453(B1058+452)		PS II	0.3	22 – 40°	0.48		
B1058+421(B1058+421)		PS II	0.3	22 – 40°	0.48		
B1058+336(B1058+336)		PS II	0.32	22 – 40°	0.41		
B1059+346		PS II	0.18	22 – 40°	0.22		
B1059+352(B1059+351)		PS II	0.35	22 – 40°	0.43	10.0	0.04
B1100+415(B1100+414)		PS II	0.27	22 – 40°	0.42		
B1100+497(B1101+497)		PS II	0.19	22 – 40°	0.34		
B1101+510		PS II	0.28	22 – 40°	0.49	4.8	0.1

Название источника	дата	выборка	$\Delta S$ (Ян)	$\epsilon$	$S_{sc}$ (Ян)	$S_{int}$ (Ян)	$R$
B1101+386		PS II	0.5	22 – 40°	0.62		
B1102+515		PS II	0.3	22 – 40°	0.54		
B1102+397(B1101+396)		PS II	0.25	22 – 40°	0.38		
B1102+334		PS II	0.28	22 – 40°	0.36	4.0	0.09
B1102+501(B1103+500)		PS II	0.22	22 – 40°	0.39		
B1102+435(B1102+434)		PS II	0.4	22 – 40°	0.63	4.0	0.16
B1102+471(B1103+470)		PS II	0.32	22 – 40°	0.52		
B1103+450(B1103+449)		PS II	0.33	22 – 40°	0.52	3.0	0.17
B1103+506(B1102+506)		PS II	0.2	22 – 40°	0.35		
B1103+448		PS II	0.3	22 – 40°	0.48	3.5	0.14
B1104+462(B1104+461)		PS II	0.2	22 – 40°	0.32		
B1104+459		PS II	0.2	22 – 40°	0.32		
B1104+315		PS II	0.52	22 – 40°	0.67	6.2	0.11
B1104+372		PS II	0.19	22 – 40°	0.24		
B1105+366		PS II	0.23	22 – 40°	0.29	4.5	0.06
B1105+488		PS II	0.14	22 – 40°	0.25		
B1105+390		PS II	0.23	22 – 40°	0.31	3.5	0.09
B1105+393(B1105+392)		PS II	0.6	22 – 40°	0.8	8.8	0.09
B1106+428(B1105+427)		PS II	0.35	22 – 40°	0.56		
B1106+380(B1106+380)		PS II	0.8	22 – 40°	1.0	24.0	0.04
B1107+441		PS II	0.43	22 – 40°	0.66		
B1107+453(B1107+453)		PS II	0.19	22 – 40°	0.3		



### А.3 Интегральные спектры мерцающих радиоисточников

В первой колонке дано название источника, во второй — плотность потока мерцающего источника, полученная при предположениях изложенных в Главе 3 (в скобках оценка интегральной плотности потока на частоте 102 МГц для источников у которых такую оценку удалось сделать. В колонках 3-7 приведены интегральные плотности потоков отождествленных радиоисточников на частотах 151 МГц, 365 МГц, 408 МГц, 1400 МГц и 4885 МГц (в Янских) (MacGilchrist et al. 1990; Douglas 1987; Ficcarra 1985; White and Becker 1992; Gregory and Condon 1991). В колонке 8 — спектральные индексы ( $\alpha$ ) интегральных спектров ( $S \sim \nu^{-\alpha}$ , где  $S$  — плотность потока, а  $\nu$  — частота наблюдений). Спектральный индекс определялся, если имелись данные о плотности потока хотя бы на двух частотах. В девятой колонке приведена компактность источника ( $R$ ) (т.е. отношение плотности потока компактной компоненты радиоисточника к его интегральной плотности потока). Вопросительный знак после оценки компактности указывает на источники с косвенной оценкой компактности (см. Главу 3).

Таблица А.3: Плотности потока, спектральные индексы и компактность источников.

Название	$S_{102}$	$S_{151}$	$S_{365}$	$S_{408}$	$S_{1400}$	$S_{4885}$	$\alpha$		$R$	
0545+443	0.2 /0.26							>	0.93	?
0546+427	0.31/0.39								1.	?
0546+423	0.22/0.26							>	0.93	?
0547+397	0.44/0.53	0.477	0.462		0.188	0.029	0.99		0.76	
0547+488	0.3 /0.38	0.776	0.471		0.149	0.076	0.69		0.37	
0547+438	0.3 /0.38									
0548+416	0.3 /0.37	0.88	0.396	0.381	0.136	0.039	0.89		0.3	
0550+493	0.65/0.87	1.114	0.732		0.306	0.032	0.99		0.53	
0552+402	0.7 /1.03	1.275	0.5	0.421			1.42		0.46	
0553+436	0.3 /0.37	0.175							1.	?
0554+462	0.4 /0.55	1.145	0.408	0.370	0.126	0.038	0.96		0.33	
0555+450	0.22/0.27	0.27							0.7	?
0555+398	0.37/0.45									
0555+488	0.16/0.2							>	0.71	?
0558+396	0.44/0.55								1.	?
0559+475	0.62/0.8	1.408	0.728	0.72	0.525	0.087	0.74		0.43	
0559+402	0.42/0.53	0.739	0.416	0.341		0.042	0.84		0.52	

Название	$S_{102}$	$S_{151}$	$S_{365}$	$S_{408}$	$S_{1400}$	$S_{4885}$	$\alpha$		$R$	
0601+435	0.2 /0.25									
0601+442	0.6 /0.78	1.587	1.352	1.410	1.208	0.705	0.22		0.45	
0601+405	0.5 /0.62	0.902	0.8	0.751	0.818	0.747	0.04		0.68	
0602+432	0.2 /0.25									
0602+454	0.45/0.56								1.	?
0602+436	0.4 /0.49									
0603+460	0.9 /1.3	2.390	1.030	1.020	0.361	0.087	0.92		0.38	
0603+416	1.0 /1.43	4.681	1.695	1.680	0.429	0.11	1.08		0.2	
0604+488	0.15/0.19							>	0.68	?
0604+412	0.14/0.18							>	0.64	?
0604+499	0.15/0.12	0.470							0.3	?
0605+481	2.6 /3.1	19.224	10.506		3.975	1.587	0.72		0.12	
0606+396	0.66/0.8								1.	?
0606+405	0.9 /1.13	2.157	1.0	0.830	0.189	0.062	1.03		0.35	
0607+493	0.25/0.31	0.859	0.4			0.055	0.79		0.27	
0608+399	0.48/0.59	0.368		0.211			0.56		1.	
0609+434	0.3 /0.41	0.210		0.12			0.56		1.	
0609+467	0.3 /0.4	2.880	1.345	1.290	0.519	0.202	0.83		0.1	
0609+412	0.15/0.18	0.761	0.379	0.371	0.374	0.267	0.24		0.22	
0610+477	0.54/0.64	1.755	0.628		0.163	0.036	1.10		0.24	
0610+451	0.44/0.53	0.593							0.63	?
0612+396	0.33/0.4	0.42	0.277	0.230			0.55		0.77	
0612+484	0.45/0.6	1.265	0.507			0.033	1.00		0.32	
0612+488	0.15/0.2							>	0.71	?
0613+406	0.9 /1.22	3.517		1.541	0.474	0.146	0.93		0.24	
0613+439	0.12/0.15									
0614+501	0.2 /0.27	0.188							1.	?
0615+449	0.66/0.8	2.190	1.089	1.070	0.432	0.197	0.75		0.27	
0616+437	0.2 /0.24	0.588		0.261	0.108	0.026	0.88		0.29	
0617+445	0.36/0.45	1.056	0.400	0.360			1.09		0.28	
0618+497	0.15/0.2	0.718	0.37		0.126	0.049	0.78		0.21	

Название	$S_{102}$	$S_{151}$	$S_{365}$	$S_{408}$	$S_{1400}$	$S_{4885}$	$\alpha$		$R$	
0620+421	0.43/0.5	1.282	0.575	0.540	0.156	0.035	1.04		0.26	
0621+466	0.3 /0.36	0.5	0.279	0.220			0.76		0.53	
0621+401	1.2 /1.46	10.989	6.802	5.311	1.984	0.686	0.81		0.1	
0621+403	3.5 /4.3	9.514	5.813	3.61	0.951	0.19	1.19		0.28	
0621+478	1.5 /1.93	5.591	2.786		1.201	0.357	0.76		0.27	
0622+430	0.52/0.64									
0622+462	0.15/0.19							>	0.68	?
0622+416	0.3 /0.37	0.667	0.243	0.281			0.98		0.38	
0622+480	0.9 /1.1	5.026	2.297		0.695	0.027	1.31		0.13	
0623+464	0.25/0.32									
0623+443	0.33/0.4									
0624+415	0.24/0.3	0.395	0.243	0.121			0.95		0.52	
0626+417	0.2 /0.24	0.54	0.333		0.177	0.064	0.60		0.35	
0627+424	1.4 /1.8	2.724	1.235	1.28	0.448	0.149	0.90		0.46	
0628+398	0.33/0.42	0.467	0.325	0.261		0.037	0.76		0.67	
0628+421	0.2 /0.27	4.518	2.061	2.060	0.640	0.211	0.77		0.04	
0629+473	0.3 /0.37	0.432		0.171			0.93		0.59	
0629+457	0.16/0.21									
0629+446	0.2 /0.24	0.616	0.255	0.271		0.031	0.85		0.28	
0629+469	2.2 /3.1	8.087	2.740	2.531	0.475	0.068	1.35		0.23	
0631+433	0.19/0.24	0.513	0.277	0.260		0.042	0.72		0.35	
0632+479	0.66/0.85	2.696	1.354		0.28	0.092	0.96		0.22	
0632+413	0.46/0.58	0.743	0.368	0.350	0.112	0.047	0.81		0.57	
0633+441	0.25/0.3	0.282		0.1			1.04		0.71	
0634+437	0.15/0.18									
0635+464	0.35/0.47									
0635+496	0.5 /0.7	3.195	1.338		0.338	0.081	1.04		0.15	
0635+431	0.14/0.17	0.5		0.14		0.040		>	0.61	?
0635+409	0.3 /0.38									
0636+397	0.17/0.21							>	0.75	?
0636+421	0.27/0.35									

Название	$S_{102}$	$S_{151}$	$S_{365}$	$S_{408}$	$S_{1400}$	$S_{4885}$	$\alpha$		$R$	
0636+488	0.2 /0.27									
0638+486	0.15/0.19							>	0.68	?
0639+451	0.11/0.13							>	0.46	?
0641+403	0.15/0.19									
0641+444	1.0 /1.2	1.42	0.552	0.501		0.034	1.08		0.55	
0642+501	0.35/0.5	1.018			0.205	0.047	0.87		0.35	
0643+460	0.35/0.44	1.274	0.636	0.520	0.226	0.071	0.82		0.25	
0643+437	0.15/0.19							>	0.68	?
0643+408	0.7 /0.9	3.728	2.0	1.760	0.713	0.197	0.84		0.17	
0644+420	0.44/0.6	4.343	1.517	1.640	0.450	0.133	0.93		0.1	
0645+434	0.5 /0.63	2.209	0.698	0.690	0.135	0.044	1.13		0.18	
0647+415	0.8 /1.09	4.034	1.113	1.140	0.235	0.038	1.36		0.16	
0648+465	0.6 /0.77	1.346	0.991	0.961	0.599	0.278	0.45		0.48	
0648+404	0.2 /0.26							>	0.93	?
0648+461	0.6 /0.75	3.317	1.356	1.361	0.393	0.113	0.91		0.16	
0649+485	0.4 /0.53	2.815	1.288		0.561	0.178	0.76		0.14	
0649+425	0.55/0.7	4.131	1.695	1.6	0.606	0.147	0.94		0.12	
0649+482	0.33/0.44	0.443	0.289		0.132	0.027	0.78		0.73	
0652+432	0.55/0.7									
0652+411	0.5 /0.67	1.420	0.772	0.890	0.826	0.210	0.48		0.39	
0653+406	0.3 /0.47	0.248							1.	?
0653+453	0.9 /1.1	1.593	0.724	0.671	0.214	0.058	0.95		0.48	
0654+439	0.45/0.56	0.5	0.314	0.32	0.14	0.04	0.73		0.84	
0655+402	1.15/1.57	2.313	1.723	1.441	0.76	0.333	0.57		0.54	
0657+446	0.26/0.33								1.	?
0657+497	0.3 /0.43	1.725	0.81		0.309	0.098	0.81		0.18	
0658+484	0.25/0.34									
0659+496	0.25/0.3	0.254							0.84	?
0659+446	3.7 /4.5	12.631	6.933	7.430	2.637	0.564	0.80		0.26	
0700+462	0.25/0.3			0.16					1.	?
0700+466	0.25/0.3	0.469	0.241	0.231			0.73		0.48	

Название	$S_{102}$	$S_{151}$	$S_{365}$	$S_{408}$	$S_{1400}$	$S_{4885}$	$\alpha$		$R$	
0700+430	0.47/0.58									
0701+402	0.42/0.63	3.258	1.915	1.670	0.614	0.188	0.80		0.14	
0703+460	0.2 /0.24									
0703+501	2.0 /2.8	5.285	2.4		0.582	0.104	1.07		0.35	
0704+420	0.22/0.26									
0704+398	0.33/0.5	0.292		0.2		0.035	0.63		1.	
0705+474	0.52/0.65	0.696	0.404	0.411	0.203	0.071	0.65		0.72	
0705+450	0.16/0.2	0.817		0.321		0.047	0.81		0.18	
0705+486	0.3 /0.4	3.693	0.498		0.675	0.242	0.65		0.08	
0706+492	0.3 /0.4									
0706+476	0.21/0.3	1.697	1.162	1.200	0.978	0.906	0.16		0.17	
0707+429	0.44/0.55	1.68	0.777	0.741	0.256	0.063	0.94		0.23	
0708+484	0.2 /0.27	0.465							0.4	?
0708+410	0.55/0.73	3.09	1.35	1.290	0.314	0.081	1.11		0.15	
0709+482	0.55/0.75									