

АСТРОКОСМИЧЕСКИЙ ЦЕНТР ФИЗИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА П. Н. ЛЕБЕДЕВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

УДК xxx.xxx

Андрианов Андрей Сергеевич

**Исследование структуры локальной межзвездной плазмы
наземно-космическим интерферометром “РадиоАстрон”**

Специальность 01.03.02 —

«Астрофизика и звездная астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.- м.н.

Смирнова Т.В.

Москва — 20XX

Оглавление

| | |
|---|-----------|
| Введение | 5 |
| 1 Межзвездные мерцания радиоисточников | 12 |
| 1.1 Межзвездная плазма и ее характеристики | 12 |
| 1.1.1 Межзвездная среда. Распределение в галактике и влияние на излучение радиоисточников. | 12 |
| 1.1.2 Пульсары в качестве зондов для исследования межзвездной плазмы | 14 |
| 1.1.3 Эффекты межзвездного рассеяния. Режимы сильного и слабого рассеяния. | 15 |
| 1.2 Наблюдения пульсаров | 19 |
| 1.2.1 Принципы РСДБ. | 20 |
| 1.2.2 Наземно-космический интерферометр РадиоАстрон. | 23 |
| 1.3 Выводы | 25 |
| 2 Обработка данных проекта РадиоАстрон | 27 |
| 2.1 Корреляция РСДБ данных | 27 |
| 2.2 Коррелятор АКЦ. Коррелятор для наземно-космического интерферометра. | 32 |
| 2.3 Модель задержки | 35 |
| 2.4 Сравнение коррелятора АКЦ и коррелятора DiFX | 38 |
| 2.5 Поиск лепестков и уточнение модели задержки | 39 |
| 2.6 Специфика корреляционной обработки пульсаров | 43 |
| 2.7 Алгоритм корреляционной обработки наблюдений пульсаров в проекте Радиоастрон | 46 |
| 2.8 Посткорреляционная обработка пульсаров. Программный пакет ASL. | 47 |
| 2.9 Выводы | 48 |
| 3 Исследование межзвездной плазмы в направлении пульсаров 0950+08, 1919+21 и 0525+21 | 49 |
| 3.1 Межзвездная среда. Теория рассеяния радиоизлучения. | 49 |
| 3.1.1 Поле излучения пульсара и распространение волны. Флуктуации функции видности. | 49 |
| 3.1.2 Рассеивающие экраны и статистика. | 51 |

| | | |
|-------|--|------------|
| 3.1.3 | Космическая призма. | 52 |
| 3.1.4 | Структурная функция. Эквивалентность времени, частоты и интерферометрической базы. | 53 |
| 3.1.5 | Структурная функция при низком соотношении сигнал/шум. | 55 |
| 3.1.6 | Френелевские масштабы для частоты и времени. | 56 |
| 3.1.7 | Временная функция когерентности | 57 |
| 3.1.8 | Влияние ионосферы | 59 |
| 3.2 | Наблюдения пульсаров 0950+08, 1919+21 и 0525+21 на наземно-космическом интерферометре. | 61 |
| 3.3 | Структура межзвездной плазмы в направлении на пульсар 0950+08 | 63 |
| 3.3.1 | Анализ спектров индивидуальных импульсов | 63 |
| 3.3.2 | Сопоставление наблюдений с теорией. Простая модель. | 66 |
| 3.3.3 | Оценка параметров модели. Характерные масштабы и расстояния. | 69 |
| 3.3.4 | Асимметрия структурной функции. Космическая призма. | 72 |
| 3.3.5 | Направление распространения луча относительно экранов | 75 |
| 3.3.6 | Функция когерентности. Ближний экран. | 76 |
| 3.3.7 | Распределение плазмы в направлении пульсара B0950+08: Основные результаты | 78 |
| 3.4 | Структура межзвездной плазмы в направлении на пульсар 1919+21 | 79 |
| 3.4.1 | Динамический спектр пульсара 1919+21 | 79 |
| 3.4.2 | Сдвиг картины мерцаний и два частотных масштаба. | 80 |
| 3.4.3 | Влияние ионосферы на данные наблюдений PSR B1919+21 | 83 |
| 3.4.4 | Структурная функция флуктуаций отклика интерферометра. | 85 |
| 3.4.5 | Модель межзвездной турбулентной среды в направлении пульсара 1919+21 | 90 |
| 3.4.6 | Распределение межзвездной плазмы в направлении пульсара 1919+21. Основные результаты. | 94 |
| 3.5 | Структура межзвездной плазмы в направлении на пульсар 0525+21 | 97 |
| 3.5.1 | Анализ данных | 97 |
| 3.5.2 | Распределение межзвездной плазмы в направлении пульсара 0525+21. Основные результаты | 105 |
| 3.6 | Выводы | 105 |
| | Заключение | 108 |
| | Список литературы | 110 |
| | Список рисунков | 117 |
| | Список таблиц | 123 |

| | |
|--------------------------------------|-----|
| А Используемые обозначения | 124 |
|--------------------------------------|-----|

Введение

Актуальность Исследование эффектов рассеяния излучения при распространении через неоднородности межзвездной плазмы является исключительно важным для астрофизики, поскольку эти эффекты оказывают существенное влияние на регистрируемое излучение, как галактических, так и внегалактических источников. Такие исследования позволяют изучить структуру неоднородностей межзвездной плазмы и выявить эффекты, искажающие исходные свойства излучающих объектов. Понимание процессов рассеяния, происходящих в межзвездной плазме, является важным в поиске гравитационных волн, который проводится по анализу таймингового шума в наблюдениях пульсаров.

В настоящее время построены модели распределения свободных электронов в Галактике, однако они отражают статистические параметры такого распределения. При исследовании конкретных источников необходимо знание распределения межзвездной плазмы и ее характеристик в данном направлении, которое может существенно отличаться от среднестатистического. Таких исследований, в настоящее время, проведено крайне мало.

Наиболее эффективно изучение распределения межзвездной плазмы можно проводить по наблюдениям мерцаний радиоизлучения пульсаров, так как они являются наиболее компактными источниками излучения. Большие преимущества в изучении эффектов рассеяния обеспечивает наземно-космический интерферометр РадиоАстрон, так как он позволяет измерять непосредственно угловые размеры и структуру диска рассеяния пульсаров, что не доступно для наземной интерферометрии в большинстве случаев. Измерение углового размера диска рассеяния пульсаров является существенным для получения информации о пространственном распределении рассеивающей плазмы вдоль луча зрения.

Наблюдения быстрой переменности квазаров указывают на существование компоненты межзвездной среды, расположенной близко от наблюдателя: порядка 10 пс. Ее свойства существенно отличаются от более удаленной, диффузной компоненты. Природа этих мелкомасштабных структур и их роль в динамике Галактики является важной проблемой. Поэтому наблюдение близких пульсаров, для которых подобные структуры могут оказать существенное влияние на принимаемое излучение, является актуальной научной задачей.

Целью данной работы является исследование структуры межзвездной плазмы в окрестностях солнечной системы на основе анализа межзвездных мерцаний близких пульсаров методами наземно-космической РСДБ.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработать программное обеспечение (ПО), реализующее алгоритмы первичной обработки данных РСДБ наблюдений пульсаров для программного коррелятора Астрокосмического центра ФИАН.
2. Провести наблюдения, корреляционную обработку и анализ данных наземно-космического интерферометра Радиоастрон.
3. Исследовать структуру и свойства межзвездной плазмы в направлении на пульсары PSR B0950+08, PSR B1919+21 и PSR B0525+21 путем анализа корреляционных и структурных функций.

Научная новизна:

1. Впервые были проведены наземно-космические РСДБ наблюдения пульсаров PSR B0950+08, PSR B1919+21, PSR B0525+21 с помощью наземно-космического интерферометра Радиоастрон, с наилучшим угловым разрешением когда-либо достигавшимся в метровом и дециметровом диапазонах длин волн. Максимальная проекция базы в наблюдениях пульсара PSR B0950+08 составила 220000 км, в наблюдениях пульсара PSR B1919+21 составила 60000 км, в наблюдениях пульсара PSR B0525+21: 233600 км.
2. Впервые было показано, что локальная межзвездная плазма оказывает существенное влияние на мерцания близких пульсаров и было определено расстояние до эффективных экранов, на которых происходит рассеяние их излучения. Расстояние до ближайшего экрана в направлении на пульсар PSR B1919+21 составляет всего 0.14 ± 0.05 пк. Это в сотни раз дальше чем граница гелиопаузы, однако находится внутри облака Оорта, и, таким образом, находится в пределах Солнечной системы. Данные наблюдения являются первым обнаружением рассеяния излучения ионизованным газом в данной области.
3. Было показано, что в направлении пульсаров B0950+08 и B1919+21 существуют космические призмы, существенно влияющие на наблюдаемую картину мерцаний. Впервые был определен угол рефракции и расстояние до призмы в направлении пульсара PSR B1919+21.

Научная и практическая значимость.

Результаты диссертации могут быть использованы для развития теоретических моделей турбулентной межзвездной плазмы и создания новых моделей распределения электронной плотности в нашей Галактике, что обуславливает астрофизическую значимость работы. Определение характеристик локальной межзвездной среды очень важно при исследовании компактных внегалактических источников и пульсаров, для понимания процессов рассеяния и преломления в межзвездной плазме. Практическая ценность работы заключается в разработанном программном обеспечении (ПО) для обработки и анализа данных наземно-космического интерферометра, которое будет использоваться в дальнейших исследованиях.

Обнаруженные эффекты рассеяния и преломления могут препятствовать осуществлению передачи сигналов между галактическими объектами в дециметровом диапазоне длин волн, что необходимо учитывать в выборе диапазона для межзвездной связи.

Методология и методы исследования.

Результаты работы были получены на основе наблюдений, выполненных при помощи наземно-космического интерферометра Радиоастрон. Для первичной корреляционной обработки данных использовался программный коррелятор Астрокосмического Центра ФИАН, который зарекомендовал себя как современный, эффективный и универсальный инструмент для обработки РСДБ данных.

При последующем анализе и интерпретации результатов наблюдений использовались статистические методы анализа данных, анализ корреляционных и структурных функций с использованием результатов теории распространения излучения через неоднородности межзвездной плазмы.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработано ПО для обработки наблюдений пульсаров, в настоящий момент являющееся частью коррелятора АКЦ - основного коррелятора проекта РадиоАстрон.
2. В результате наблюдений на частоте 324 МГц на наземно-космическом интерферометре Радиоастрон впервые показано, что локальная межзвездная плазма оказывает существенное влияние на мерцания близких пульсаров (PSR B0950+08 и PSR B1919+21). Определено расстояние до эффективных экранов, на которых происходит рассеяние излучения. В направлении пульсара PSR B0950+08 рассеяние происходит на двух выделенных слоях плазмы (экранах), расстояние до которых составляет 4.4 - 16.4 пк и 26 - 170 пк соответственно. В направлении пульсара PSR B1919+21 рассеяние излучения происходит на экранах, расстояние до которых составляет 0.14 ± 0.05 пк и 440 пк. В результате наблюдений на частоте 1668 МГц в направлении пульсара PSR B0525+21 показано, что рассеяние излучения происходит на слое плазмы, находящемся на близком к пульсару расстоянии $0.1Z$, где $Z = 1.6$ кпк - расстояние от наблюдателя до пульсара.
3. Определены показатели спектра неоднородностей в направлении на пульсары PSR B0950+08, PSR B1919+21 и PSR B0525+21. Показано, что спектр флуктуаций электронной плотности в направлении на пульсар PSR B0950+08 является степенным с показателем степени 3.00 ± 0.08 . Спектр флуктуаций плотности в направлении на пульсар PSR B1919+21 является степенным с показателем степени 3.73, а в направлении на пульсар PSR B0525+21 показатель спектра равен 3.74.
4. Показано, что в направлении пульсаров PSR B0950+08 и PSR B1919+21 существуют космические призмы, существенно влияющие на наблюдаемую картину мерцаний. Впервые определены углы рефракции этих космических призм. В направлении на пульсар PSR B0950+08 угол преломления призмы составляет 1.1 – 1.4 миллисекунд дуги,

при этом направление рефракции практически перпендикулярно вектору скорости наблюдателя. В направлении на пульсар PSR B1919+21 угол преломления призмы равен 110 ± 30 миллисекунд дуги, а расстояние до призмы составляет менее 2 пк.

5. Измерены углы рассеяния в направлении пульсаров PSR B0525+21 и PSR B1919+21. Угол рассеяния в направлении пульсара PSR B0525+21 составил $\theta_{scat} = 0.028 \pm 0.002$ миллисекунд дуги на частоте 1668 МГц. Угол рассеяния в направлении пульсара PSR B1919+21 составляет $\theta_{scat} = 0.7 \pm 0.2$ миллисекунд дуги на частоте 327 МГц.

Все результаты, выносимые на защиту, являются новыми и получены впервые.

Высокая достоверность полученных результатов обеспечивается надежностью методик, реализованных в программном обеспечении, которое использовалось при обработке данных, а также техническим состоянием инструментов, на которых проводились наблюдения. Достоверность представленных результатов подтверждается апробацией на российских и зарубежных международных конференциях, где присутствовали специалисты в данной области, а также публикациями в рецензируемых журналах.

Апробация работы. Все результаты и положения, которые выносятся на защиту, апробированы в публикациях и обсуждениях на конференциях. Результаты были представлены и обсуждались на следующих конференциях:

1. 10th EVN Symposium and Users Meeting, г. Манчестер, Великобритания, 2010
2. 11th EVN Symposium and Users Meeting, г. Бордо, Франция, 2012
3. ВРК 2011, Санкт-Петербург, 2011
4. ВАК 2013, Санкт-Петербург, 2013
5. XII Конференция молодых ученых "Фундаментальные и прикладные космические исследования г. Москва, 2015.
6. 40th COSPAR Scientific Assembly, г. Москва, 2014
7. 12th EVN Symposium and Users Meeting, г. Кальяри, Италия, 2014.
8. The 3rd International VLBI Workshop, г. Гронинген, Нидерланды, 2014
9. Physics of Neutron Stars, г. Санкт-Петербург, 2014
10. 13th EVN Symposium and Users Meeting, г. Санкт-Петербург, 2016.
11. XXVI International Conference of Astronomical Data Analysis Software & Systems
12. Physics of Neutron Stars, г. Санкт-Петербург, 2017

13. Ежегодные научные отчетные сессии Астрокосмического Центра ФИАН (2011, 2014, 2015).

Публикации. Все результаты диссертационной работы опубликованы в рецензируемых журналах и тезисах российских и зарубежных международных конференций. Всего опубликовано 8 научных работ [А1-А5,Б1-Б3], включая тезисы докладов научных конференций [Б1-Б3]. Основные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту, суммированы в 5 статьях [А1-А5], которые изданы в рецензируемых журналах, входящих в список ВАК (Высшей аттестационной комиссией при Министерстве образования и науки РФ).

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК:

А1 *Smirnova T. V., Shishov V. I., Popov M. V., Gwinn C. R., Anderson J. M., Andrianov A. S., Bartel N., Deller A., Johnson M. D., Joshi V. C., Kardashev N. S., Karuppusamy R., Kovalev Y. Y., Kramer M., Soglasnov V. A., Zensus J. A., Zhuravlev V. I.* RADIOASTRON STUDIES OF THE NEARBY, TURBULENT INTERSTELLAR PLASMA WITH THE LONGEST SPACE-GROUND INTERFEROMETER BASELINE // 2014, *ApJ*, 786, 115

А2 *Андреанов А.С., Гурин И.А., Жаров В.Е., Костенко В.И., Лихачев С.Ф., Шацкая М.В.* Корреляционная обработка данных наземно-космического интерферометра "РАДИОАСТРОН" // *Вестник "НПО имени С.А. Лавочкина"*. - 2014. - Т. 24, № 3. - С. 55.

А3 *Кардашев Н. С., Алакоз А. В., Андреанов А. С., Артюхов М. И., Баан В., Бабьшикин В. Е., Бартель Н., Баяндина О. С., Вальтц И. Е., Войцук П. А., Воробьев А. З., Гвинн К., Гомез Х. Л., Джисованнини Г., Джонси Д., Джонсон М., Имаи Х., Ковалев Ю. Ю., Куртц С. Е., Лисаков М. М., Лобанов А. П., Молодцов В. А., Новиков Б. С., Погодин А. В., Попов М. В., Привезенцев А. С., Рудницкий А. Г., Рудницкий Г. М., Саволайнен Т., Смирнова Т. В., Соболев А. М., Согласнов В. А., Соколовский К. В., Филиппова Е. Н., Чурикова М. Е., Ширшаков А. Е., Шишов В. И., Эдвардс Ф.* "РАДИОАСТРОН": Итоги выполнения научной программы исследований за 5 лет полета // *Вестник "НПО имени С.А. Лавочкина"*. - 2016. - Т. 33, N 3. - С. 4 - 24.

А4 *Shishov, V. I., Smirnova, T. V., Gwinn, C. R., Andrianov, A. S., Popov, M. V., Rudnitskiy, A. G., Soglasnov, V. A.* Interstellar scintillations of PSR B1919+21: space-ground interferometry // 2017, *MNRAS* - 2017 - v. 468(3) p.3709-3717

А5 *Андреанов А.С., Смирнова Т.В., Шишов В.И., Гвинн К., Попов М.В.* Распределение межзвездной плазмы в направлении пульсара PSR B0525+21: наземно-космическая интерферометрия // *Астрономический журнал*. - 2017. - Т. 94, № 6. - С. 516-523

Тезисы докладов научных конференций:

Б1 *Andrianov A., Kostenko V., Gwinn I, Chibisov A., Likhachev S.* Data Compatibility for Radioastron Mission // Труды конференции 10th European VLBI Network Symposium, Proceedings of Science - 2010

Б2 *Andrianov A.* Radioastron pulsar early science program: Current status and results // Труды конференции 11th European VLBI Network Symposium, Proceedings of Science - 2012

БЗ *Andrianov A., Smirnova T.V., Shishov V.I., Popov M.V., Kardashev N.S., Soglasnov V.I.*
Study of scattering material with RadioAstron-VLBI observations // Труды конференции 12th European VLBI Network Symposium, Proceedings of Science - 2014

Личный вклад.

Автор диссертационной работы совместно с научным руководителем и соавторами активно участвовал в анализе данных, интерпретации и обсуждении результатов, формулировке выводов работы. Во всех основных результатах, выносимых на защиту, личный вклад автора является основным и определяющим. Автор лично или при участии коллег провел следующие работы:

1. Автором самостоятельно были составлены заявки на выделение наблюдательного времени в проекте Радиоастрон, а также на крупнейших наземных телескопах (Аресибо, Грин Бэнк, Вестерборк). Эти заявки были одобрены международным программным комитетом на конкурсной основе.
2. В рамках выполнения диссертационной работы, автор самостоятельно разработал модуль программного коррелятора АКЦ, осуществляющий выбор окна излучения пульсара (гейтинг) и дедисперсию данных. Процедура корреляционной обработки наблюдений пульсаров опубликована в работе [A2].
3. Автором разработан модуль коррелятора АКЦ, обеспечивающий чтение различных форматов входных данных. Автором выполнено тестирование коррелятора АКЦ и модели задержки ORBITA2012, произведено сравнение результатов коррелятора АКЦ и коррелятора DiFX. Описание коррелятора АКЦ и процедура корреляционной обработки данных в проекте Радиоастрон опубликованы в работах [Б1;A2].
4. Автором разработаны программы для построения среднего профиля пульсара на основе прокоррелированных РСДБ данных, программы для компенсации помех и коррекции формы полосы приемника. Процедура обработки опубликована в работах [A1,A4,A5].
5. Автором лично была выполнена вся корреляционная обработка данных наземно-космических РСДБ наблюдений всех рассматриваемых в работе пульсаров, а также часть посткорреляционной обработки, в том числе компенсация помех и коррекция формы полосы приемника. Автор принимал равное участие с соавторами в дальнейшей посткорреляционной обработке данных наземно-космических РСДБ наблюдений. Процедура обработки и ее результаты были опубликованы в работах [A1;A2;A3;A4;A5].
6. Диссертант принимал активное участие в получении результатов, их обсуждении, интерпретации и подготовке текста публикаций [A2;A3;A4;A5].
7. Все результаты, представленные в диссертационной работе, докладывались на российских и зарубежных международных конференциях автором лично. Презентации докла-

дов и тезисы [Б1;Б2;Б3] были подготовлены автором самостоятельно, с учетом замечаний научного руководителя и соавторов.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка литературы, списка рисунков, списка таблиц и одного приложения. Полный объем диссертации составляет 125 страниц с 39 рисунками и 5 таблицами. Список литературы содержит 89 наименований.

В первой главе диссертации рассмотрены основные результаты исследований межзвездных мерцаний радиоисточников и технические характеристики интерферометра Радиоастрон, на котором проводились наблюдения, результаты которых включены в данную работу.

Вторая глава посвящена обработке данных наземно-космического интерферометра и программному обеспечению, необходимому для этой обработки.

В третьей главе представлены результаты наблюдений пульсаров PSR B0950+08, PSR B1919+21 и PSR B0525+21 на наземно-космическом интерферометре Радиоастрон.

Приложение содержит таблицу используемых обозначений.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы работы.

Глава 1

Межзвездные мерцания радиоисточников

1.1 Межзвездная плазма и ее характеристики

1.1.1 Межзвездная среда. Распределение в галактике и влияние на излучение радиоисточников.

В настоящее время, данные наблюдений указывают на наличие трех компонентов рассеивающего материала в нашей Галактике, расположенных на расстоянии меньше 1 кпк от Земли. Первый – это статистически равномерно распределенная плазма в пространстве между спиральными рукавами. Второй компонент соответствует каверне с уменьшенной электронной плотностью, простирающейся до расстояния в 300 пк от Солнца в направлении, перпендикулярном галактической плоскости и на 50-100 пк в галактической плоскости. Третий компонент располагается в районе 10 пк от Солнца и характеризуется увеличенным уровнем турбулентности. Этот компонент отвечает за переменность квазаров на сантиметровых длинах волн на временных масштабах менее суток [1,2] Также этот компонент вносит основной вклад в мерцания близких пульсаров.

В истории радиоастрономии наблюдается взаимосвязь между исследованиями радиоисточников, таких как радиогалактики, квазары, пульсары и исследованием межзвездной среды, которая искажает сигнал от этих радиоисточников. Исследование внегалактических источников привело к открытию ионосферных и межпланетных мерцаний. А мерцания, в свою очередь, позволили определить угловые размеры многих квазаров [3, 4]. Вскоре после открытия пульсаров было показано, что они благодаря своим малым размерам, высоким скоростям, и периодической природе излучения являются идеальными зондами межзвездной среды. Было показано, что медленно меняющаяся компонента в вариациях интенсивности потока пульсаров обусловлена межзвездными мерцаниями с масштабами недели и месяцы на крупных неоднородностях плотности плазмы [5, 6]. Основное различие между межзвездными, ионосферными и межпланетными мерцаниями заключается в различных частотных

и временных масштабах мерцаний (масштабах неоднородностей, эти мерцания вызывающих). Ионосферные мерцания наблюдаются в радиодиапазоне с характерным временным масштабом десятки секунд. Межпланетные мерцания сильны на частотах 50-150 МГц, с характерным временным масштабом секунды. Характерный временной масштаб межзвездных мерцаний зависит от частоты и может достигать десятков минут на высоких частотах. Также вариации интенсивности, обусловленные межзвездными мерцаниями, можно использовать для определения угловых размеров радиоисточников меньших чем 10^{-8} угловых секунды [7,8] В указанных работах анализировалось падение коэффициента кросс-корреляции между динамическими спектрами, разнесенными по фазе импульса пульсара, в зависимости от величины разнесения, что соответствует декорреляции мерцаний от пространственно разнесенных источников. Анализ декорреляции спектров позволил определить расстояние между источниками. Однако, на настоящий момент, единственными источниками подходящими для использования данного метода являются пульсары. Еще одним следствием межзвездного рассеяния является увеличение наблюдаемого углового размера радиоисточников с длиной волны [5,9]:

$$\theta \sim \lambda^2 \quad (1.1)$$

Это приводит к тому, что в метровом диапазоне длин волн их наблюдаемые угловые размеры приближаются к нескольким миллисекундам дуги (мас).

Другим проявлением влияния межзвездной плазмы является то, что импульс пульсара уширяется по времени, за счет того, что рассеянные радиоволны идут по более длинному пути. Это явление впервые наблюдалось для пульсара в Крабовидной туманности [10].

В ранних теоретических работах по межзвездной среде и мерцаниям [5,11] были описаны многие основные физические процессы при распространении излучения через межзвездную плазму, и все они основывались на простых моделях. При этом развитие теории шло как для приложений в радио, так и в оптическом диапазоне. В 1956 г. была разработана теория ионосферных мерцаний на радиочастотах [12], а в 1961 г. появилась теория оптических мерцаний в земной атмосфере [13]. Основное различие между этими теориями было в том, что предполагалось, что радиоволны рассеиваются в тонком слое на неоднородностях плазмы, в то время как оптические волны рассеивались на всем пути распространения через атмосферу. Затем начали развиваться модели для различных типов рассеивающих объектов (тонкий экран, протяженная среда, плотные компактные линзы). Первые работы по исследованию межзвездной среды, начавшиеся вскоре после открытия пульсаров, смогли установить природу явления и объяснить основной набор наблюдаемых свойств радиоисточников. Дальнейшее развитие представлений о структуре межзвездной среды шло параллельно с улучшением наблюдательной техники и увеличением статистики, основанной на наблюдательных данных.

1.1.2 Пульсары в качестве зондов для исследования межзвездной плазмы

Пульсары являются идеальными зондами межзвездной среды. За счет широкополосности радиоизлучения пульсары позволяют изучать различные процессы поглощения в диске Галактики. Например, измерение поглощения на частоте 1420 МГц дает распределение нейтрального водорода в Галактике и иногда позволяет оценить расстояние до пульсара (по доплеровскому смещению линии поглощения и модели вращения Галактики). Также наблюдения линий поглощения нейтрального водорода привели к разработке двухкомпонентной модели нейтральной среды – плотных изолированных “облаков” и более горячей, но менее плотной среды между облаками.

Помимо исследования нейтральной межзвездной среды, наблюдения пульсаров позволяют оценить параметры межзвездной плазмы в направлении на пульсар. Одним из таких параметров является мера дисперсии DM - величина, определяющая запаздывание импульсов на низких частотах относительно высоких частот:

$$DM = \int_0^Z N_e dz = \bar{N}_e Z \quad (1.2)$$

где N_e концентрация электронов на луче зрения, а Z расстояние до пульсара. Из-за того, что показатель преломления плазмы зависит от длины волны, излучение на более короткой длине волны достигает наблюдателя раньше. При этом величина запаздывания составляет:

$$\Delta t = \frac{e^2(\lambda_1^2 - \lambda_2^2)}{2\pi mc^3} DM \quad (1.3)$$

где e заряд электрона, m масса электрона, c скорость света, а λ_1 и λ_2 длины волн излучения пульсара. Пульсары являются идеальным инструментом для изучения дисперсии (процесса запаздывания излучения на различных частотах наблюдения, обусловленного зависимостью скорости распространения волн в плазме от частоты), и, стало быть, определения суммарного содержания электронов на луче зрения в направлении на пульсар, что также можно использовать для оценки расстояния до пульсара. Для одного из пульсаров, PSR 0950+08, была обнаружена значительная корреляция между тонкой структурой импульсов на частотах 111 и 318 МГц, что позволило определить меру дисперсии для этого пульсара $DM = 2.96927 \pm 8 * 10^{-5} \text{ см}^{-3}\text{пк}$ с высокой точностью [14].

При распространении излучения пульсара в плазме с магнитным полем, из-за разницы коэффициентов преломления обыкновенной и необыкновенной волны, наблюдается эффект Фарадея - вращение плоскости поляризации волны. Причем угол поворота плоскости поляризации зависит от длины волны ($\sim \lambda^2$) и от параметра, называемого мерой вращения RM :

$$RM \approx B * DM \quad (1.4)$$

где B - среднее значение напряженности магнитного поля на луче зрения. Используя сильную линейную поляризацию импульсов, можно применять пульсары для измерения фарадеевского вращения плоскости поляризации, из которого можно определить межзвездное магнитное поле в различных направлениях в Галактике. Впервые мера вращения была измерена В.В. Виткевичем и Ю.П.Шитовым по наблюдениям пульсара МР 0628 на телескопе ДКР-1000. Ими были обнаружены синусоидальные вариации амплитуды импульса в зависимости от частоты, обусловленные вращением плоскости поляризации линейно поляризованного излучения при приеме на линейно-поляризованную антенну телескопа. При помощи одновременного измерения RM и DM в указанной работе была определена напряженность межзвездного магнитного поля в направлении на пульсар [15].

1.1.3 Эффекты межзвездного рассеяния. Режимы сильного и слабого рассеяния.

Мелкомасштабные (~ 1 а.е.) флуктуации электронной плотности межзвездной среды рассеивают радиоволны от пульсаров, приводя к эффекту мерцаний. При этом электрическое поле излучения в плоскости пульсара $h(t)$ и в плоскости наблюдателя $E(t)$ связаны функцией среды $h(t)$, определяемой рассеянием:

$$E(t) = u(t)h(t) \quad (1.5)$$

данная функция $h(t)$ определяется интерференцией лучей, приходящих к наблюдателю различными путями. Временной масштаб функции среды τ_{dif} отражает разброс времен прихода лучей от пульсара к наблюдателю, а частотная полоса мерцаний $\nu_{dif} \approx 1/2\pi\tau_{dif}$ соответствует диапазону частот, для которых наблюдается усиление или ослабление излучения. При этом характерный частотный масштаб мерцаний сильно зависит от меры дисперсии и частоты, что говорит о том, что частотная структура мерцаний является следствием эффектов распространения, а не природы пульсара. Вид частотной и временной модуляции объясняется интерференцией лучей, прошедших через межзвездную среду различными путями. Также, в плоскости наблюдателя, существует определенный пространственный масштаб L_{ISS} , который соответствует относительному изменению пути лучей при изменении положения наблюдателя. При этом из поперечной скорости движения картины мерцаний V_{\perp} можно определить временной масштаб мерцаний $t_{dif} = L_{ISS}/V_{\perp}$. Также можно определить угловой размер диска рассеяния $\theta_{scat} \approx \lambda/L_{ISS}$, где λ длина волны наблюдения. Мерцания наблюдаются только в том случае, когда диаметр источника намного меньше, чем размер дифракционной картины на Земле:

$$\theta_{psr} \ll \theta_{scat} \quad (1.6)$$

Если это условие не выполняется, дифракционные картины, от различных частей источника накладываются друг на друга и картина мерцаний исчезает. Т.к. размер пульсара (~ 10 км) намного меньше характерного размера дифракционной картины на Земле, то это условие легко выполняется. Благодаря пульсарам, появляется возможность наблюдать эффект мерцаний на неоднородностях практически любого масштаба. Спектры мерцаний иногда имеют структуру, похожую на периодическую, что говорит о малом числе независимых лучей, достигающих наблюдателя. Довольно часто наблюдается дрейф спектральных деталей в спектре мерцаний, что хорошо объясняется движением пульсара относительно рассеивающего слоя, благодаря чему меняются относительные задержки распространения различных лучей. Скорости дрейфа, вычисленные по наблюдениям мерцаний хорошо согласуются со значениями скоростей пульсаров, полученными при исследованиях их собственных движений [16].

Рассмотрим сферический волновой фронт, распространяющийся от пульсара через слой межзвездной плазмы. Неоднородности плотности электронов в плазме приводят к случайным флуктуациям коэффициента преломления, что, в свою очередь, приводит к случайным возмущениям фазы волнового фронта. Данные возмущения можно охарактеризовать структурной функцией флуктуаций фазы:

$$D_\phi(\Delta\vec{\rho}) = \langle [\phi(\vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}) - \phi(\vec{\rho})]^2 \rangle \quad (1.7)$$

которая приводит к некоторому конечному масштабу декорреляции электрического поля:

$$C_f(\Delta\vec{\rho}) = \exp[-\frac{1}{2}D_\phi(\Delta\vec{\rho})]; D_\phi(L_{ISS}) = 1 \quad (1.8)$$

где $\phi(\vec{\rho} + \Delta\vec{\rho})$ и $\phi(\vec{\rho})$ фаза волнового фронта в двух точках, отстоящих друг от друга на $\Delta\vec{\rho}$, а L_{ISS} масштаб когерентности. Распределение электрического поля можно представить в виде набора плоских волн $[B(\theta)]$, ширина раствора конуса которых θ_{scat} (также называемая углом рассеяния), определяется как $\theta_{scat} = 1/(kL_{ISS})$, где k волновой вектор. Интерференция между плоскими волнами, распространяющимися в межзвездной среде, приводит к случайным флуктуациям интенсивности в плоскости наблюдателя в пространственной и частотной области. При этом вариации интенсивности, в зависимости от пространственной координаты, наблюдаются в зависимости от времени из-за движения наблюдателя, слоя рассеивающей среды и пульсара.

В зависимости от величины возмущений фазы, вызываемых рассеивающим экраном, можно выделить два вида рассеяния: слабое ($\phi_{rms} \ll 1$) и сильное ($\phi_{rms} \gg 1$) [17]. Режим слабых мерцаний подробно описан в [18]. Эффекты рассеяния усиливаются с увеличением длины волны и расстоянием, которое проходит излучение через рассеивающую среду. Поэтому мерцания большинства пульсаров, наблюдаемых на частотах ниже 1 ГГц, происходят в режиме сильных мерцаний. Аналитическая теория сильных мерцаний была разработана

В.И.Шишовым [19–21]. Им было показано, что для режима сильных мерцаний характерно наличие двух масштабов мерцаний: дифракционного и рефракционного.

Дифракционные мерцания вызваны мелкомасштабными неоднородностями среды и дифракционная картина в основном определяется интерференцией плоских волн. Дифракционным флуктуациям интенсивности соответствует индекс модуляции, $m_{dif} \approx 1$ и типичные масштабы декорреляции по времени и частоте определяются:

$$t_{dif} = \frac{\rho}{V_{\perp}}, \rho = \frac{1}{k\theta_{scat}}; f_{dif} = \frac{c}{\pi Z\theta_{scat}^2} \quad (1.9)$$

Типичные значения t_{dif} и f_{dif} для близких пульсаров в метровом диапазоне длин волн составляют порядка десятков секунд и единиц и десятков КГц. Также одним из наблюдаемых проявлений дифракционных мерцаний является задержка времени прихода рассеянного излучения, что приводит к наблюдаемому уширению средних профилей пульсаров. Время уширения импульса t_{dif} связано с полосой декорреляции соотношением неопределенности: $2\pi f_{dif}t_{dif} = 1$. Временной и частотный масштабы могут быть получены из анализа динамического спектра пульсара. [22, 23]

Рефракционные мерцания вызваны крупномасштабными ($\approx 10^{11}$ м) неоднородностями межзвездной плазмы и, в основном, являются широкополосными в частотной области. Рефракционным мерцаниям соответствуют слабые вариации потока от пульсара с индексом модуляции $m \approx 0.2$. Типичный временной масштаб, соответствующий рефракционным мерцаниям составляет $t_{ref} \approx$ недели или даже месяцы. Проявлением рефракционных мерцаний является эффект блуждания на рассеянном изображении, случайные модуляции параметров дифракционных мерцаний t_{dif} и f_{dif} , систематический дрейф пятен в динамическом спектре и медленные вариации интенсивности пятен с течением времени. Также изредка наблюдается множественное изображение пульсара, что приводит к периодической модуляции интенсивности в динамическом спектре по времени и частоте.

Наблюдения дифракционных и рефракционных мерцаний можно использовать для определения свойств рассеивающей среды, таких как показатель степенного спектра пространственных неоднородностей межзвездной плазмы и распределение рассеивающей плазмы в галактике. Степенной спектр плотности электронов [24]:

$$P(k) = C_n^2(z)k^{-\alpha}, k_{out} \ll k < k_{inn} \quad (1.10)$$

Здесь $C_n^2(z)$ характеризует силу рассеяния и зависит от положения источника в галактике, z ; k пространственное волновое число, k_{out} и k_{inn} соответствуют наибольшему и наименьшему масштабу спектра. Значение показателя степени спектра, α , зависит от модели распределения среды. К примеру Колмогоровский спектр ($\alpha = 11/3$) соответствует однородному распределению плазмы, а более крутой спектр ($\alpha \approx 4$) может соответствовать наличию крупных неоднородностей, таких как облака ионизированного газа или фронты ударных волн [17].

Несмотря на то, что рефракционные мерцания пульсаров на межзвездной плазме известны уже давно [25], до сих пор наблюдается некоторое расхождение эксперимента с теорией. Одним из таких аспектов является несоответствие измеренных и предсказанных временных масштабов t_{ref} и индексов модуляции (m_{ref}) рефракционных мерцаний. Используя наблюдения дифракционных мерцаний, в предположении Колмогоровского спектра неоднородностей, можно оценить ожидаемые значения m_{ref} и t_{ref} рефракционных мерцаний. [26]. Однако большинство наблюдений, и особенно наблюдения близких пульсаров, [22, 27–29] показывают большие значения для индекса модуляции и более короткие временные масштабы, чем предсказываемые. Подобное несоответствие наблюдается и в степени модуляции параметров дифракционных мерцаний (f_{dif} и t_{dif}) из-за рефракционных мерцаний, причем измеренные значения индекса модуляции [30] получаются значительно выше значений, ожидаемых для Колмогоровского спектра неоднородностей. Теоретические модели рефракционных мерцаний предсказывают взаимосвязь между флуктуациями параметров f_{dif}, t_{dif} и общим потоком излучения пульсара с течением времени [26]. И для некоторых пульсаров это действительно так [31]. Однако, более тщательное изучение выборки из примерно 20 пульсаров [30] показало, что, в общем случае, данное предсказание не выполняется. В данной работе было показано, что хотя корреляция между изменением параметров f_{dif} и t_{dif} действительно часто наблюдается, взаимосвязь между изменениями f_{dif} и t_{dif} и полного потока пульсара, как правило, отсутствует. В целом, для достижения лучшего согласия с наблюдательными данными, необходимо улучшать наше понимание природы рефракционных мерцаний, и, особенно, форму степенного спектра неоднородностей. К примеру, увеличение значений индекса модуляции рефракционных мерцаний можно объяснить в предположении, что степенной спектр неоднородностей имеет больший показатель степени, чем Колмогоровский спектр.

Несмотря на то, что в целом принято считать, что показатель степенного спектра неоднородности близок к Колмогоровскому [32] (с $\alpha \approx 11/3$), вопрос точного значения показателя спектра и спектрального диапазона, для которого это верно, все еще является открытым. В пользу того, что спектр является Колмогоровским можно привести следующие аргументы:

1. Измеренные значения полосы и времени декорреляции для дифракционных мерцаний на различных частотах согласуются с показателем спектра $\alpha = 11/3$ [23, 33]. Соответствующие им линейные масштабы составляют $\approx 10^6 - 10^8$ м.
2. Оценки угла наклона спектра сделанные по наблюдениях дифракционных и рефракционных мерцаний [30] дали значение $\alpha \approx 11/3$. Впрочем, необходимо отметить, что для близких пульсаров получились значения $\alpha > 11/3$. Соответствующие линейные масштабы при этом составили $10^7 - 11^{11}$ м.
3. РСДБ наблюдения кружка рассеяния пульсара B1933+16 [34] дали значение $\alpha = 3.52 \pm 0.13$ с соответствующим линейным масштабом $10^6 - 10^7$.

4. РСДБ наблюдения водяного мазера в W49 [35] дали $\alpha \approx 3.67$ с линейным масштабом до 10^{11} .

В то же время есть аргументы, свидетельствующие против Колмогоровского спектра:

1. Для объяснения сильной модуляции полного потока пульсара [28] и сильной модуляции параметров f_{dif} и t_{dif} в рефракционных мерцаниях некоторых пульсаров [22, 30] необходимо значение показателя спектра $\alpha > 11/3$ или большой масштаб неоднородностей ($\approx 10^7 - 10^8$) м.
2. Длительные измерения переменности меры дисперсии в направлении пульсаров [36] дают среднее значение $\langle \alpha \rangle = 3.84 \pm 0.02$ и соответствующий линейный размер $\approx 10^{11} - 10^{13}$ м.
3. Для объяснения постоянного угла наклона дрейфа пятен увеличения интенсивности в динамическом спектре пульсара (на временах много больших, чем масштаб времени рефракционных мерцаний) [22, 30] необходимо либо значение показателя степени $\alpha > 11/3$ либо наличие дискретных рассеивающих структур. Соответствующий линейный масштаб $\approx 10^{12} - 10^{13}$ м.
4. Наложение нескольких изображений пульсара в динамическом спектре [37], события экстремального рассеяния при наблюдениях пульсаров [38] и события экстремального рассеяния при наблюдении внегалактических источников [39] несовместимы с $\alpha = 11/3$ при линейных масштабах $\approx 10^{12}$ м.
5. В некоторых направлениях и для ряда пульсаров измерены показатели спектра неоднородностей, отличающиеся от Колмогоровского [40–42].

Следует отметить, что факты требующие более крутого спектра чем Колмогоровский требуют наличия крупномасштабных структур (порядка рефракционного масштаба или больше). Отсюда можно сделать вывод, что в действительности спектр неоднородностей является близким к Колмогоровскому на небольших масштабах и становится более крутым ($\alpha \approx 4$) на больших масштабах, что соответствует наличию некоторого числа крупномасштабных неоднородностей на луче зрения.

1.2 Наблюдения пульсаров

Пульсары являются радиоисточниками с крутым спектром, причем интенсивность их излучения растет с уменьшением частоты, где наиболее сильны эффекты рассеяния. Поэтому для наблюдений пульсаров необходимы большие, чувствительные телескопы. Также пульсар излучает лишь небольшую часть времени в течении своего периода вращения, из-за чего от системы регистрации телескопа требуется высокое временное разрешение. Для определения

частотных масштабов мерцаний также требуется высокое частотное разрешение и широкая полоса приема. При наблюдениях на крупных одиночных телескопах были определены основные свойства межзвездной плазмы в направлении пульсаров, определены частотные и временные масштабы мерцаний. Однако, разрешение одиночного телескопа не позволяет разрешить кружок рассеяния пульсара, что не позволяет детально исследовать его субструктуру. Данное ограничение можно обойти при наблюдении пульсаров на интерферометре.

1.2.1 Принципы РСДБ.

Интерферометрия со сверхдлиной базой (РСДБ) позволяет достигать наилучшего углового разрешения, доступного в астрономии, что, в свою очередь, позволяет детально исследовать наиболее далекие объекты во Вселенной. Исторически, наиболее интересными объектами для РСДБ наблюдений были активные ядра галактик, радиогалактики, мазеры и пульсары. Изучение радиоизлучения от этих объектов позволило лучше понять их физику. Одним из наиболее важных прикладных результатов применения РСДБ техники явилось создание неподвижной квази-инерциальной системы координат, основанной на измеренных положениях выбранных радиоисточников. Подробнее с развитием и исторической эволюцией РСДБ можно ознакомиться в работе [43–45].

Любой радиоинтерферометр состоит из некоторого числа отдельных радиотелескопов, каждый из которых независимо детектирует электромагнитные волны от наблюдаемого радиоисточника. Из теории дифракции следует, что разрешающая способность отдельного телескопа $\theta \approx \lambda/D$, где λ - длина волны наблюдения, D - диаметр зеркала телескопа. Однако, в случае радиоинтерферометра сигналы с отдельных телескопов комбинируются, за счет чего угловое разрешение интерферометра $\theta \approx \lambda/B$, где B - проекция максимального расстояния между отдельными телескопами на направление, перпендикулярное направлению на источник. Чем больше B тем лучше угловое разрешение интерферометра и тем более мелкую структуру источника можно разрешить.

Одним из стандартных методов получения высококачественного изображения астрономического источника с хорошим угловым разрешением является метод апертурного синтеза [46]. В этом методе проводится серия наблюдений двумя(или более) антеннами с постепенным увеличением расстояния между ними. Затем данные с различных пар антенн когерентно комбинируются. Метод апертурного синтеза позволяет синтезировать большую “виртуальную” апертуру путем получения кросскорреляционных функций от сигналов с каждой пары антенн. Данные функции согласно теореме van Cittert-Zernike [47] взаимоднозначно связаны с наблюдаемым распределением яркости по источнику. Процесс восстановления изображения, получаемого на интерферометре, подробно рассмотрен в работах [43, 45, 48].

Рассмотрим двухэлементный интерферометр с антеннами A и B , \vec{b} - вектор базы, направленный от A к B . Поместим пространственно некогерентный источник в дальнюю волновую зону интерферометра. Геометрическая задержка времени прихода сигнала между точками A

и B будет равна $\tau_g(t) = \vec{b} * \vec{s}/c$, где c - скорость света, \vec{s} единичный вектор, направленный на наблюдаемый источник. Вектора \vec{b} и \vec{s} должны быть приведены к общей системе координат, обычно в РСДБ используется Барицентрическая система координат (BRS).

Для простоты предположим, что радиосигнал от источника - монохроматическая волна с циклической частотой $\omega = 2\pi f$ и амплитудой v . Тогда на антеннах A и B будет регистрироваться сигнал вида $V_A = v_A \cos \omega t$ и $V_B = v_B \cos \omega(t - \tau_g)$. Квадрат амплитуды сигнала v_A , v_B пропорционален мощности пришедшей на антенну.

После корреляции сигналов с различных антенн мы имеем отклик

$$r(\tau_g) = \langle V_A(t)V_B^*(t - \tau) \rangle = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} V_A(t)V_B^*(t - \tau) dt \quad (1.11)$$

При условии, что время усреднения в корреляторе T достаточно велико ($T \gg 1/f$) отклик будет гармонической функцией от задержки, с амплитудой пропорциональной $v_A v_B$:

$$r(\tau_g) \approx \frac{v_A v_B}{2} \cos 2\pi f \tau_g \quad (1.12)$$

Задержка τ_g слабо меняется с течением времени из-за вращения Земли и осциляции косинуса в (1.12) и соответствует движению источника через картину интерференционных полос в картинной плоскости. Для сигнала, регистрируемого в полосе шириной Δf кросскорреляционный отклик будет:

$$r(\tau_g) = \frac{v_A v_B}{2} \cos(2\pi f_0 \tau_g) \frac{\sin \pi \Delta f \tau_g}{\pi \Delta f \tau_g} \quad (1.13)$$

где f_0 центральная частота полосы приема шириной Δf . Таким образом, отклик интерферометра модулирован sinc-функцией. Амплитуда отклика r близка к $\frac{v_A v_B}{2}$ только при $|\pi \Delta f \tau_g| \ll 1$ и быстро падает, если вектора \vec{b} и \vec{s} не перпендикулярны [48]. Для наблюдения источника в широком диапазоне углов необходимо вводить дополнительную задержку на этапе корреляции данных для компенсации τ_g .

Теперь перейдем от значений, получаемых на выходе коррелятора, к распределению яркости радиоисточника по небу. Пусть $I(\vec{s})$ мощность, принимаемая от радиоисточника в направлении \vec{s} в единице полосы частот в единице телесного угла [$\text{Вт}^{-2} \Gamma_{\text{ц}}^{-1} \text{ст}^{-1}$]. Тогда антенна с эффективной площадью $A(\vec{s})$, в полосе частот Δf и в направлении \vec{s} будет принимать от элемента источника $d\Omega$ мощность $A(\vec{s})I(\vec{s})\Delta f d\Omega$.

В этом случае, приняв яркость неба за пределами источника равной нулю и проинтегрировав получаемую мощность со всего неба ($S = 4\pi \text{ ст}$), запишем отклик коррелятора как

$$r(\tau_g) = \Delta f \int_s A(\vec{\sigma}) I(\vec{\sigma}) e^{-i \frac{2\pi f}{c} \vec{b} \vec{s}} d\Omega \quad (1.14)$$

Пусть направление на центр синтезируемого изображения (так называемый фазовый центр) задается единичным вектором \vec{s}_0 . Тогда направление на произвольный элемент изображения можно записать как

$$\vec{s} = \vec{s}_0 + \vec{\sigma} \quad (1.15)$$

где $\vec{\sigma}$ вектор в картинной плоскости, направленный на элемент изображения. Интерферометрическая видность определяется как

$$V = |V|e^{i\Phi} = \frac{1}{A_0} \int_s A(\vec{\sigma})I(\vec{\sigma})e^{-i\frac{2\pi f}{c}\vec{b}\vec{s}} d\Omega \quad (1.16)$$

где A_0 соответствует величине отклика в фазовом центре, $|V|$ и Φ соответствуют амплитуде и фазе интерферометрической видности. Комбинируя уравнения (1.14) и (1.16) получим

$$r(\tau_g) = A_0|V|\Delta f \cos\left(\frac{2\pi f}{c}\vec{b}\vec{s}_0 - \Phi\right) \quad (1.17)$$

Таким образом, интерферометр измеряет видность, модулированную интерференционной картиной, в зависимости от частоты и проекции базы, при этом амплитуда зависит от чувствительности антенны. Поэтому интерферометр необходимо калибровать. Распределение яркости по небу можно получить обратным преобразованием из уравнения (1.16) При этом качество восстановленного изображения будет зависеть от степени заполнения плоскости пространственных частот (необходимо измерение видности V в широком диапазоне параметра $f\vec{b} * \vec{\sigma}/c$)

Выберем новую систему координат, такую что

$$\frac{f\vec{b}}{c} = (\vec{u}, \vec{v}, \vec{w})$$

где $\vec{u}, \vec{v}, \vec{w}$ имеют смысл пространственных гармоник и измеряются в единицах длин волн $\lambda = c/f$ Направление (0,0,1) определяется направлением на фазовый центр источника единичного вектора \vec{s}_0 , \vec{u} - направлена на восток, \vec{v} - на север. Вектор $\vec{\sigma}$ определяется таким образом, чтобы его компоненты \vec{l} и \vec{m} имели направления в плоскости источника, соответствующие направлениям \vec{u} и \vec{v} . Тогда UV-плоскость представляет собой проекцию небесной сферы на плоскость перпендикулярную вектору на источник \vec{s}_0 . В координатах $(\vec{u}, \vec{v}, \vec{w})$ комплексную видность $V = V(\vec{u}, \vec{v}, \vec{w})$ можно записать как

$$V = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(\vec{l}, \vec{m})I(\vec{l}, \vec{m})e^{-i2\pi[ul+vm+w\sqrt{1-l^2-m^2}-1]} \frac{dldm}{\sqrt{1-l^2-m^2}} \quad (1.18)$$

Если угловой размер источника мал $\sqrt{1-l^2-m^2} \approx 1$ то уравнение (1.18) можно переписать

$$V(\vec{u}, \vec{v}, \vec{w}) \approx V(\vec{u}, \vec{v}, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(\vec{l}, \vec{m})I(\vec{l}, \vec{m})e^{-i2\pi[ul+vm]} dldm \quad (1.19)$$

Можно заметить, что данное уравнение представляет собою преобразование Фурье между $V(\vec{u}, \vec{v}, 0)$ и распределением интенсивности источника по небу, взвешенным на диаграмму направленности антенны $A(\vec{l}, \vec{m})I(\vec{l}, \vec{m})$. Выполнив обратное преобразование Фурье получим:

$$I'(l, m) = A(\vec{l}, \vec{m})I(\vec{l}, \vec{m}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(\vec{u}, \vec{v}) e^{i2\pi[ul+vm]} dudv \quad (1.20)$$

где $I'(\vec{l}, \vec{m})$ - распределение яркости источника по небу $I(\vec{l}, \vec{m})$, взвешенное на диаграмму направленности антенны $A(\vec{l}, \vec{m})$.

Измерение видности V в одной точке UV-плоскости позволяет измерить один Фурье-компонент в пространственном спектре распределения яркости источника. Другими словами, интерферометр работает как пространственный фильтр, который выделяет только некоторые пространственные частоты. Таким образом, диапазон значений длин баз определяет диапазон угловых масштабов: наиболее короткая база соответствует наибольшему пространственному масштабу в изображении, наиболее длинная база - наименьшему.

На практике не получается измерить функцию $V(\vec{u}, \vec{v})$ на всей сетке пространственных частот uv. Вместо этого функция $V(\vec{u}, \vec{v})$ измеряется лишь в некотором ограниченном числе точек. Для учета этого эффекта введем сэмплирующую функцию $S(\vec{u}, \vec{v})$ равную 1 в точках, в которых имеются измерения $V(\vec{u}, \vec{v})$ и 0 в остальных точках. В этом случае распределение яркости источника по небу будет задаваться так называемой “грязной картой”

$$I^D(\vec{l}, \vec{m}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(\vec{u}, \vec{v}) S(\vec{u}, \vec{v}) e^{i2\pi[ul+vm]} dudv \quad (1.21)$$

Функция $I^D(l, m)$ является сверткой реального распределения яркости источника $I(l, m)$ и аппаратной точечной функцией, обусловленной неполным заполнением UV-плоскости интерферометра, которая имеет название “синтезированный луч”

$$B(\vec{l}, \vec{m}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(\vec{u}, \vec{v}) e^{i2\pi[ul+vm]} dudv \quad (1.22)$$

Для того чтобы найти истинное распределение яркости по источнику нам необходимо выполнить деконволюцию грязной карты или решить уравнение $I(\vec{l}, \vec{m}) = I^D(\vec{l}, \vec{m}) \star B(\vec{l}, \vec{m})$.

Деконволюция или задача восстановления изображения остается одной из наиболее сложных задач в РСДБ. Наиболее распространенными способами решения данной задачи является метод максимума энтропии и метод чистки CLEAN [45], реализованный, в том числе, и в программном пакете АКЦ ФИАН - Astro Space Locator.

1.2.2 Наземно-космический интерферометр РадиоАстрон.

Наземно-космический интерферометр позволяет расширить возможности традиционного РСДБ. Космический радиотелескоп на эллиптической орбите вокруг земли, наблюдая астрономический источник совместно с наземными телескопами, формирует единый синте-

зированный телескоп с апертурой, превышающей диаметр Земли. Это позволяет восстанавливать изображения наиболее компактных источников с высоким, недостижимым на Земле, угловым разрешением - до единиц микросекунд дуги на коротких волнах ($f > 20$ ГГц).

Первый РСДБ эксперимент с космическим телескопом проводился с 1986 до 1988. В качестве космического плеча интерферометра использовалась 4.9-метровая антенна на геостационарном спутнике [49, 50]. Успешные наблюдения, демонстрирующие принцип наземно-космического РСДБ, проводились на частотах 2.3 и 15 ГГц. Было показано, что для получения стабильной фазы необходима специфическая процедура восстановления изображения [51].

Первый опыт был учтен при разработке спутника HALCA (Highly Advanced Laboratory for Communications and Astronomy) для программы VLBI Space Observatory Program (VSOP). Спутник HALCA был разработан в институте космических исследований Японии (ISAS). Спутник с 8-метровым радиотелескопом был запущен в феврале 1997. Наземно-космический интерферометр работал на частотах 1.6 и 5 ГГц [52, 53], для корреляции данных использовались корреляторы VSOP в Митаке, VLBA в Сокорро и S2 в Пентиконе. Максимальная проекция базы реализуемая в проекте составляла 21400 км. Основные научные задачи проекта заключались в наблюдении пульсаров и мазерных источников на длине волны 18 см и 6 см, а также картографировании квазаров совместно с сетью наземных телескопов.

Работающий в настоящее время наземно-космический интерферометр РадиоАстрон [54] предназначен для РСДБ исследования галактических и внегалактических радиоисточников. Космическое плечо интерферометра представлено космическим 10-метровым радиотелескопом Спектр-Р, находящимся на эллиптической орбите вокруг Земли.

Космический радиотелескоп находится на сильно эволюционирующей орбите, параметры которой были выбраны таким образом, чтобы максимизировать ее эволюцию за счет гравитационного воздействия Луны и Солнца. Перигей орбиты изменяется с 400 до 65000 км, апогей с 265000 до 360000 км. Эксцентриситет орбиты находится в диапазоне от 0.59 до 0.96. Начальное наклонение орбиты составляло 51 градус. Период обращения радиотелескопа на орбите составляет около 9 суток.

Из-за гравитационного воздействия Луны и Солнца плоскость орбиты поворачивается, при этом вектор нормали к плоскости орбиты описывает на небесной сфере эллипс размерами 150 на 45 градусов примерно за 4.5 года. Эволюция плоскости орбиты дает возможность проводить наблюдения радиоисточников с разными проекциями базы, таким образом эволюция плоскости орбиты позволяет улучшить диапазон измеряемых UV гармоник, соответствующим различному угловому разрешению.

Основной частью космического радиотелескопа является 10-м разворачиваемое параболическое зеркало, составленное из 27 углепластиковых лепестков. Отношение фокусного расстояния к диаметру $F/D = 0.43$, точность поверхности $RMS = 0.5$ мм. Космический радиотелескоп оснащен приемниками четырех частотных диапазонов: 0.327 ГГц (P-band), 1.665 ГГц (L-band), 4.830 (C-band), 18.392 - 25.112 ГГц (K-band) Приемники каждого частотного диа-

пазона имеют независимые каналы для приема левой (LCP) и правой (RCP) круговой поляризации. Данные регистрируются в двух полосах шириной 16 МГц, применяется однобитное сэмплирование. Оцифрованный поток данных передается с КРТ на наземные станции слежения в Пуццино и Green Bank в виде серии кадров, каждый длиной в 20000 байт, из которых 30 байт приходится на информацию по телеметрии и 19970 байт на научные данные.

Наземно-космические базы, реализуемые в проекте РадиоАстрон, позволяют проводить наблюдения нескольких типов:

- Обзоры и измерения угловых размеров источников для оценки их яркостных температур.
- Картографирования ядер активных галактик, радиогалактик, мазерных источников. Изучение структуры объектов и их эволюции.
- Астрометрические измерения (на настоящий момент в проекте Радиоастрон не проводились).
- Наблюдения пульсаров с целью изучения рассеяния и структуры межзвездной среды.

Для каждого типа задач различаются как планирование наблюдений, так и алгоритмы корреляционной обработки. Типичные времена сеансов в проекте РадиоАстрон лежат в диапазоне от 40 минут до суток. Данные записываются независимыми интервалами времени - сканами. Типичная длительность скана составляет от 5 до 20 минут.

1.3 Выводы

Знание характеристик и природы межзвездной плазмы необходимо, как для исследования самих источников излучения, так и для понимания процессов распространения сигнала в неоднородной плазме.

Пульсары являются идеальными зондами для исследования межзвездной среды. Малый угловой размер и импульсный характер излучения делает их подходящими объектами для наблюдения эффектов рассеяния, приводящих к наблюдаемой сильной переменности интенсивности излучения, как во временной, так и частотной области - мерцаниям. С увеличением длины волны эффекты рассеяния на неоднородностях межзвездной плазмы существенно возрастают, поэтому исследование ее характеристик наиболее эффективно проводить на низких частотах.

Аналитическая теория сильных мерцаний была развита В.И.Шишовым [19–21]. Им было показано, что для режима сильных мерцаний характерно наличие двух масштабов мерцаний: дифракционного и рефракционного. Также наблюдения показали, что в целом, спектр неоднородностей в направлении на пульсары близок к Колмогоровскому, однако в направлении на некоторые пульсары, особенно близкие, степенной спектр неоднородностей отличается от

Колмогоровского. При этом распределение рассеивающей плазмы на луче зрения требует дополнительного исследования.

Наблюдения на одиночном телескопе позволяют определить многие характеристики рассеивающей среды, однако для более детального изучения субструктуры рассеяния и определения геометрического местоположения рассеивающих структур необходимо высокое угловое разрешение, которое может обеспечить метод интерферометрии со сверх длинной базой. Наземно-космический интерферометр Радиоастрон, состоящий из космического аппарата Спектр-Р с 10-метровым радиотелескопом и крупных наземных телескопов, таких как Аресибо, Джодрал Бэнк (США) и Вестерборк дает уникальную возможность исследования субструктуры рассеяния с наилучшим угловым разрешением, доступным в метровом и дециметровом диапазоне длин волн. В применении к исследованию межзвездной среды, достигаемое в проекте Радиоастрон угловое разрешение дает принципиально новую возможность одновременного измерения функции отклика среды при двух различных положениях наблюдателя.

Глава 2

Обработка данных проекта РадиоАстрон

2.1 Корреляция РСДБ данных

Ранее, в главе 1.2.1, было показано место корреляционной обработки данных в общей последовательности действий от наблюдения до получения физических характеристик наблюдаемого источника. Рассмотрим процесс получения интерферометрической функции видности более подробно. Для каждой интерферометрической базы коррелятор обеспечивает кросс-корреляцию двух подаваемых на него напряжений. Если $V_1(t)$ и $V_2(t)$ напряжения сигналов на входе коррелятора, то сигнал на его выходе

$$r(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T V_1(t) * V_2^*(t - \tau) dt$$

Время τ , на которое сигнал $V_1(t)$ задерживается относительно $V_2(t)$ поддерживается равным нулю или малой величине. Обычно это достигается сдвигом сигнала $V_2(t)$ относительно $V_1(t)$ на величину априорно вычисленной геометрической задержки хода сигнала между станциями. Компенсацию задержки и коррелятор можно реализовать как на основе аналоговых так и на основе цифровых технологий. Первые корреляторы и системы компенсации задержки были аналоговыми [55] Однако, по мере развития вычислительной техники были заменены цифровыми системами. Их преимущество перед аналоговыми заключается в лучшей стабильности и лучшей точности определения функции видности т.к. при аналоговой задержке сигнала при непрерывном включении и выключении различных элементов трудно обеспечить постоянные частотные характеристики. Также представляет сложность и калибровка больших задержек из-за изменения температуры системы. В цифровых же схемах точность задержки определяется точностью тактовых импульсов системы что позволяет намного проще чем в случае аналоговых линий обеспечить точность порядка десятков пикосекунд даже при больших значениях задержек. Корреляторы с широким динамическим диапазоном также проще реализуются цифровыми средствами. При аналоговой реализации требуется множество фильтров, разбивающих полосу сигнала на множество узких каналов, что может приводить к фазовой нестабильности при изменении температуры окружающей среды. Цифровые схемы свободны от подобных недостатков. Также цифровые схемы требуют значительно более простой настройки и лучше подходят для тиражирования в боль-

ших количествах и масштабирования системы. Однако, преобразование сигнала в цифровую форму требует периодической выборки значений сигнала с обязательным квантованием, причем обычно небольшим числом бит. Процесс квантования по сути эквивалентен введению в сигнал дополнительной компоненты, которую можно представить как “шум квантования”, что в конечном счете приводит к потере чувствительности. В большинстве случаев многочисленные преимущества цифровых корреляторов перевешивают эти потери. Тем не менее, это не отменяет того факта, что при разработке цифрового коррелятора и системы регистрации сигнала приходится искать компромис между сложностью системы и чувствительностью, которая в наибольшей степени определяется выбором числа уровней квантования.

Рассмотрим процесс дискретизации сигнала без учета эффектов квантования. В данном случае амплитуда сигнала сохраняется полностью. Из теоремы выборки следует, что если полоса частот сигнала ограничена, то при условии, что частота выборки достаточно высока, никакой потери информации не происходит. Сигнал представляет собою функцию зависящую от времени и при выборке необходимо избегать наложений в частотной области. Для спектра исходного сигнала, регистрируемого в полосе прямоугольной формы шириной $\Delta\nu$ ширина спектрального диапазона с учетом отрицательных частот равна $2\Delta\nu$. Функцию с таким спектром можно полностью определить значениями, взятыми с частотой Найквиста $2\Delta\nu$ или более [56]. Из соотношения Винера-Хинчина для прямоугольной полосы пропускания можно найти автокорреляционную функцию

$$R(\tau) = \frac{\sin(2\pi\Delta\nu\tau)}{2\pi\Delta\nu\tau}$$

Можно заметить, что эта функция обращается в ноль при τ кратных $\frac{1}{2\Delta\nu}$ Т.о. для прямоугольного спектра последовательные отсчеты выбранные с частотой Найквиста не коррелируют между собой. По этой причине большинство радиоастрономических систем регистрируют сигнал с частотой Найквиста. Выборки с частотой большей или меньшей частоты Найквиста являются, соответственно, избыточными либо недостаточными.

В результате квантования результирующее значение коррелированной амплитуды, выдаваемое коррелятором, линейно зависит от коэффициента корреляции только для малых значений коэффициента корреляции. В случае наблюдения очень сильных источников или при вычислении функции автокорреляции необходима коррекция квантования, называемая коррекцией ван Флека. Процедуры точного вычисления коэффициента корреляции по значениям на выходе коррелятора даются, например, в [57] и [58].

Существует две основные принципиальные схемы, на которых можно построить коррелятор. Это коррелятор с задержками (XF-коррелятор) и FX-коррелятор. Исторически первыми появились XF-корреляторы, но на данный момент они практически полностью вытеснены FX-корреляторами. На Рис. 2.1 показана упрощенная блок-схема коррелятора с задержками. На Рис. 2.2 показана блок-схема FX коррелятора. В FX-корреляторе преобразование Фурье к частотной области происходит до перемножения данных от различных антенн. Основной объем вычислений в FX-корреляторе выполняется при Фурье-преобразовании и пропорционален числу антенн. В XF-корреляторе объем вычислений пропорционален числу антенных

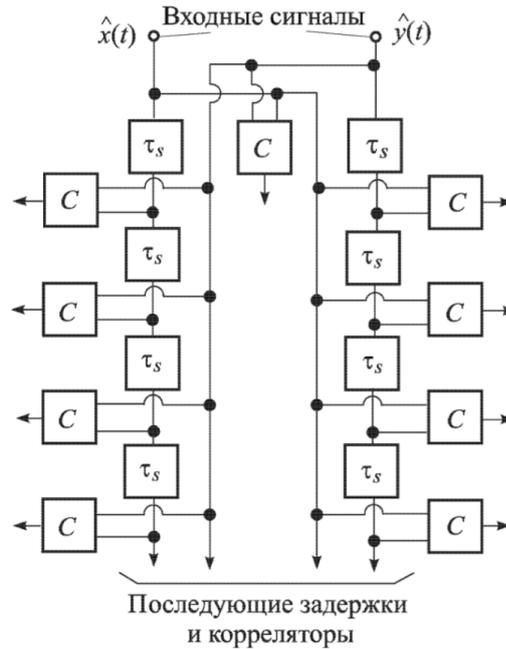


Рисунок 2.1: Блок-схема коррелятора с задержками (XF) для двух входных сигналов. τ_s обозначает задержку на время, равное интервалу выборки, C - блок, осуществляющий корреляцию. Корреляция измеряется для нулевой задержки, для сигнала \hat{x} , задержанного относительно \hat{y} (левый блок) и для сигнала \hat{y} , задержанного относительно \hat{x} (правый блок). Задержки кратны τ_s . Иллюстрация заимствована из Книги [45].

пар. Таким образом, алгоритм FX-коррелятора при увеличении числа станций оказывается экономнее XF-коррелятора в плане использования вычислительной мощности. Принцип FX-коррелятора впервые обсуждался в [59], первая практическая реализация в большой системе описана [60], первый FX-коррелятор спроектированный специально для РСДБ описан в [61]. Однако применение FX схемы может приводить к некоторой потере информации. Дело в том, что после БПФ, при перемножении спектров данных различных станций, данные любой входной последовательности комбинируются только с данными последовательностей других антенн относящимися к одному и тому же интервалу времени. Таким образом, измерение корреляции для наибольших задержек равных $\pm(2N - 1)\tau_s$ происходит лишь однажды, для задержек $\pm(2N - 2)\tau_s$ дважды и так далее до единичной задержки, которая определяется по $2N - 1$ измерений. Это приводит к треугольному взвешиванию функции корреляции в зависимости от задержки, как показано на Рис. 2.3. Ситуацию можно улучшить, разрешив соседним последовательностям перекрываться. Также необходимо взвешивание. Подробно данная процедура описана в [62]. Возвращаясь к сравнению XF и FX схем, оценим скорость работы XF-коррелятора. Число операций в секунду при вычислении корреляции равно произведению частоты выборки $2\Delta\nu$ на число задержек на одну пару антенн $2N$ на количество попарных комбинаций антенн $n_\alpha(n_\alpha - 1)/2$. N число точек в полосе приема $\Delta\nu$, n_α число антенн. Временем затрачиваемым на преобразование Фурье можно пренебречь, т.к. переход в частотную область происходит один раз за большое число циклов интегрирования корреляционных данных. Таким образом, число операций в секунду в XF-корреляторе

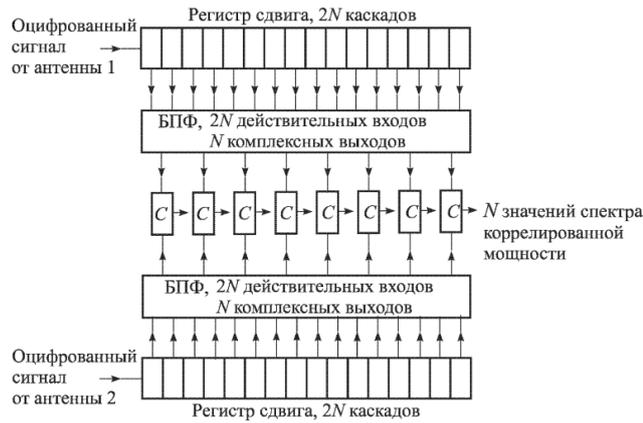


Рисунок 2.2: Блок-схема FX-коррелятора для двух входных потоков данных. Оцифрованные сигналы вводятся в регистры сдвига, и через каждые $2N$ периодов выборки выполняется БПФ. Элементы коррелятора (C) формируют произведения одного сигнала с комплексно сопряженным значением для второго сигнала. В решетке с n_α антеннами выходы каждого блока БПФ разветвляются по $(n_\alpha - 1)$ направлениям для перемножения с комплексными амплитудами от всех остальных антенн. Иллюстрация заимствована из Книги [45].



Рисунок 2.3: Число эффективных корреляций в FX-корреляторе как функция задержки между отсчетами. N равно числу частотных каналов в полосе сигнала. Иллюстрация заимствована из Книги [45].

$$n_{LAG} \approx 2N\Delta\nu n_\alpha (n_\alpha - 1)$$

при этом каждая операция включает в себя одно умножение и одно сложение. В FX-корреляторе преобразование Фурье выполняется для каждой антенны каждые $2N$ отсчетов, таким образом общее количество преобразований в секунду $\Delta\nu n_{alpha}/N$. Сложность одного преобразования Фурье эквивалентна сложности $N \log_2 N$ комплексных умножений. Также раз в $2N$ отсчетов происходит $N n_\alpha (n_\alpha - 1)/2$ комплексных перемножений. Итоговое число операций в секунду для FX-коррелятора можно оценить как

$$n_{FX} \approx 2\Delta\nu n_\alpha (2 \log_2 N + n_\alpha - 1)$$

Соответственно, соотношение производительностей XF и FX корреляторов можно оценить как

$$n_{LAG}/n_{FX} \approx NN_\alpha / (2 \log_2 N + n_\alpha)$$

При $N = 1000$ и 10 антеннах соотношение $n_{LAG}/n_{FX} \approx 330$ Однако, необходимо учесть что XF-коррелятор имеет, как правило, дело с числами состоящими из 1 или 2 бит, в то время

как FX-коррелятор практически сразу работает вещественными числами, представляемыми, как правило, 32 либо 64 битами. Поэтому в реальности преимущество FX-коррелятора значительно меньше чем предсказывает соотношение n_{LAG}/n_{FX} . Тем не менее, основная тенденция заключающаяся в том, что при росте числа станций и размеров выборки FX-коррелятор требует существенно меньше вычислительной мощности, сохраняется. В то же время, если коррелятор строится на базе специализированных интегральных микросхем - за счет меньшей разрядности входных данных и упрощения внутренних передач данных внутри микросхемы схема XF-коррелятора имеет определенные преимущества и в итоге может оказаться быстрее чем FX-коррелятор. Также в FX-корреляторе проще реализуется цифровое вращение интерференционных лепестков - т.к. FX-коррелятор изначально работает с многозарядовым представлением данных, то реализация данной возможности не приводит к принципиальным усложнениям схемы. В то время как в XF-корреляторе для реализации цифрового вращения интерференционных лепестков необходимо увеличивать число бит для представления данных, что может перечеркнуть выигрыш о котором говорилось выше. Коррекция дробной части задержки отсчета в FX схеме также реализуется проще за счет того, что данную коррекцию можно производить уже в частотной области путем приращения фазы на величину, зависящую от частоты. В XF-схеме за счет того что данные скомпонованы по парам антенн корректировать приходится существенно больший объем данных. Также на длинных базах коррекции могут происходить чаще частоты с которой выполняется преобразование значений корреляции в спектры мощности. Поэтому может оказаться, что в XF-схеме окажется возможной лишь приблизительная, неточная коррекция. Коррекция ошибок квантования (коррекция ван Флека) в XF-корреляторе является прямолинейным процессом, т.к. значения корреляции вычисляются сразу. В FX-корреляторе же необходимо сперва посредством дополнительного Фурье преобразования перевести сигнал в область задержек и после применения коррекции еще раз перевести данные обратно в спектр. Заметим, что реализовывать данную коррекцию в корреляторе имеет смысл только в том случае, если коэффициент корреляции высок. Что обычно соответствует наблюдениям практически нерешенного источника, причем настолько сильного, что мощность сигнала в приемнике сопоставима с шумом или превышает его. Также это может оказаться важным при корреляции наблюдений в спектральных линиях. Исключение ошибочных данных - в XF корреляторе реализуется проще чем в FX т.к. XF-схема не требует последовательности данных свободных от ошибок какой-либо определенной длины. В то время как в FX-корреляторе ошибка в одной последовательности приводит к необходимости выбрасывать всю последовательность данных. Если говорить про адаптируемость - то FX-схема показывает лучшие результаты т.к. она ориентирована скорее на антенну чем на базу. Тоже можно сказать и про масштабируемость. В целом, можно сказать что схема FX коррелятора имеет больше плюсов чем XF, однако т.к. любая из этих схем имеет свои плюсы и минусы, то выбор наилучшей архитектуры для каждого конкретного приложения может и не быть столь очевидным. Подробное исследование плюсов и минусов этих двух схем можно найти в [63] и [64].

2.2 Коррелятор АКЦ. Коррелятор для наземно-космического интерферометра.

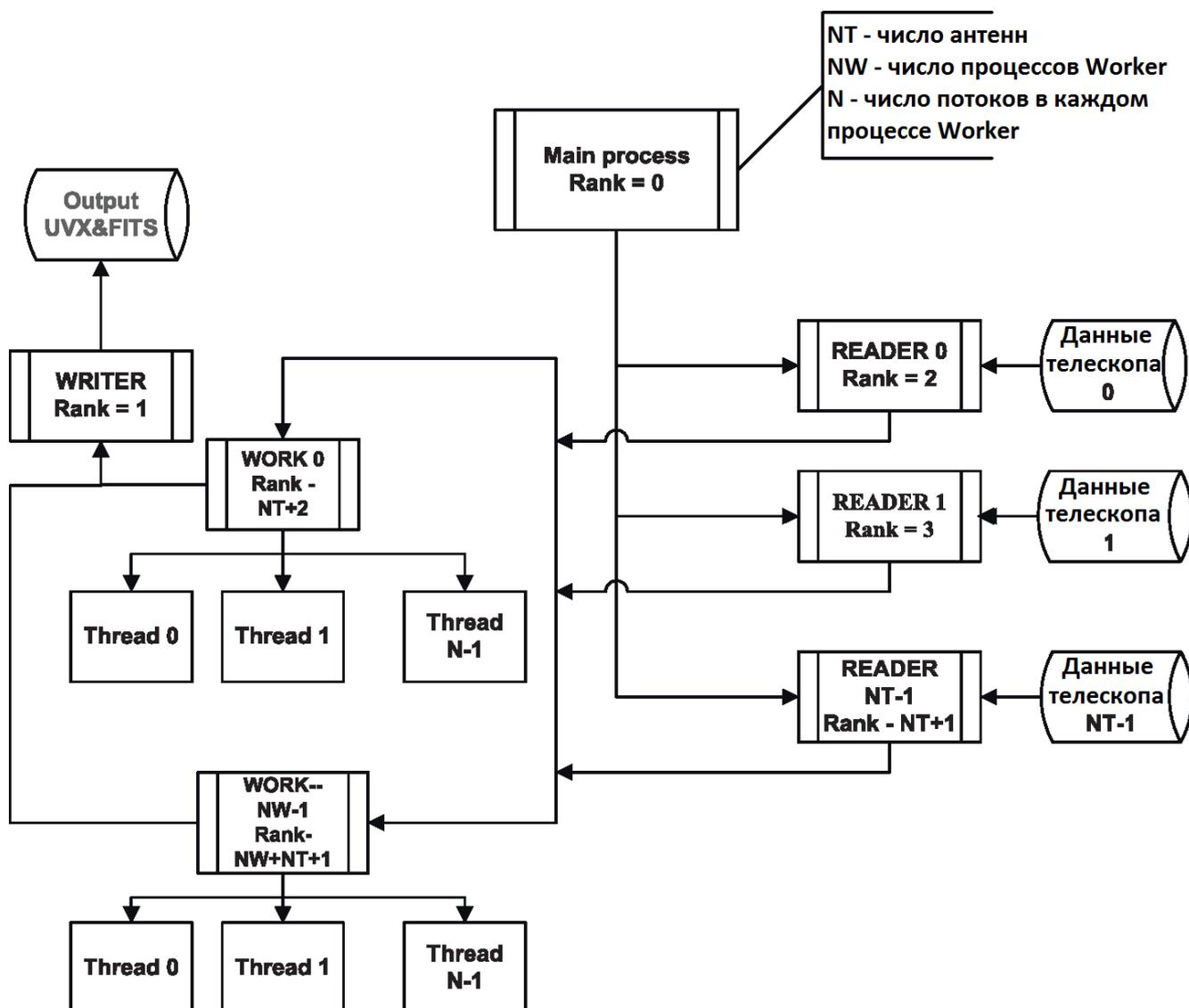


Рисунок 2.4: Структурная схема взаимодействия процессов в корреляторе АКЦ. Неопубликованный материал.

Выше уже говорилось о том, что корреляционная обработка данных является первой и при этом наиболее ресурсоемкой операцией при обработке РСДБ данных. Для корреляции данных проекта РадиоАстрон был разработан программный коррелятор, коррелятор АКЦ, при помощи которого в настоящее время обрабатывается около 95% данных проекта. Коррелятор АКЦ построен по схеме FX-коррелятора и на момент своего создания был единственным коррелятором, способным обрабатывать данные наземно-космического РСДБ с Радиоастроном. Позже данная возможность появилась и в DiFX корреляторе. Коррелятор построен по схеме стационарного коррелятора, т.е. в сигнал от каждого телескопа A_i ($i=1,2,\dots,n$) вводится дополнительная, зависящая от станции задержка времени прихода сигнала между станцией и центром земли и затем производится сдвиг фазы для остановки

интерференционных лепестков. Также при корреляции вводятся два дополнительных параметра, зависящих от коррелятора, которые в итоге имеют большое значение как для скорости работы коррелятора так и для последующего анализа. Это время интегрирования T_{int} и порядок Фурье-преобразования N_{FFT} . N_{FFT} определяет размер элементарной выборки данных, с которой работает коррелятор. Таким образом коррелятор работает с элементарными интервалами времени длительностью $T_{FFT} = 2 * N_{FFT} * \eta$ где $\eta = \frac{1}{2\Delta f}$ интервал семплирования данных, зависящий от полосы приема Δf . За одно время интегрирования T_{int} коррелируется и усредняется $K = T_{int}/T_{FFT}$ элементарных отсчетов времени. Пусть $t_{тек}$ момент начала выборки данных. Тогда последовательность действий в корреляторе АКЦ будет следующей: сначала вычисляются задержки во времени прихода сигнала между каждой антенной и центром Земли на момент времени t по формуле $\tau = \tau_{геом} + \tau_{распр}$, где $\tau_{геом}$ геометрическая задержка хода лучей [65]; $\tau_{распр}$ - время распространения сигнала от космического радиотелескопа до станции слежения [65] - вычисляется только для космического телескопа. Потом в каждом из сигналов A_i выделяется выборка с началом в $t_{тек} + \tau$. Однако, данный способ позволяет применить геометрическую задержку к данным с точностью не превышающей длительность одного элементарного отсчета данных. Дробная часть задержки τ компенсируется позже, после Фурье преобразования, в частотной области. Затем вычисляется фаза для остановки лепестков:

$$A_{new_i} = A_i e^{\varphi_i},$$

$$\text{где } \varphi_i = 2\pi F_{sky} \left(\frac{\tau_{концаFFT} - \tau_{началаFFT}}{N_{FFT}} i + \tau_{началаFFT} \right),$$

$\tau_{концаFFT}$ и $\tau_{началаFFT}$ - значения задержек, соответствующих началу и концу текущей выборки данных; F_{SKY} - частота наблюдения. Затем в корреляторе выполняется дискретное преобразование Фурье каждой выборки данных

$$F_k = \sum_{n=0}^{N_{FFT}-1} A_{new_n} e^{\frac{-2\pi i}{N_{FFT}} kn}$$

На данном этапе можно применить к данным недокомпенсированную часть геометрической задержки, соответствующую дробной части элементарного отсчета данных:

$$F_{new_i} = F_k e^{\frac{2\pi i \Delta P}{N_{FFT}}},$$

где $\Delta P = \frac{\tau}{\Delta t} - [\frac{\tau}{\Delta t} + 0.5]$; τ - задержка на начало текущей выборки; $\Delta t = \tau_{концаFFT} - \tau_{началаFFT}$; $\Delta P \in [-0.5; 0.5]$ и попарное перемножение спектров $F_{ij} = F_{new_i} * F_{new_j}^*$. На выходе получают коррелированные спектры по числу баз интерферометра $L = n(n-1)/2$. Вычисление среднего спектра для каждой базы интерферометра происходит по K выборкам: $F_{итоговый} = \frac{1}{K} \sum_{m=0}^K F_{ij}^m$. На выходе получается L средних спектров по числу баз интерферометра. По завершении этого процесса выполняется запись средних спектров на диск.

Коррелятор АКЦ реализован в качестве многопоточного приложения, использующего для синхронизации потоков программный интерфейс Message Passing Interface (MPI). Структурная схема взаимодействия потоков показана на Рис 2.4. Основной процесс (MAIN) читает мета информацию соответствующую обрабатываемому моменту и занимается синхронизацией остальных процессов. Процесс READER читает данные телескопов с диска и отправляет их в рабочие процессы WORK, которые выполняют кросс-корреляцию данных и отправляют

готовые кросс-спектры в процесс WRITER, где они усредняются и записываются на диск в UVX формате. Для обработки данных проекта Радиоастрон при помощи коррелятора АКЦ используется компьютерный кластер с производительностью около 1 Тфлопса. Структура вычислительного кластера имеет следующие особенности:

- Исходные данные, пришедшие с телескопов, загружаются в высокоскоростное онлайн хранилище. Затем данные читаются коррелятором и распределяются между узлами кластера. Кластер поддерживает одновременную работу до 6 параллельных задач.
- Для того, чтобы увеличить скорость записи скоррелированных данных, для записи используется независимые жесткие диски, физически подключенные к разным узлам. Для увеличения скорости диски объединены в RAID-массив уровня 0 (удвоенная скорость записи при вдвое худшей надежности).
- Процедура поиска интерференционного лепестка запускается независимо на каждом узле кластера и работает с теми данными, которые содержатся на диске данного узла. Такой подход позволяет уменьшить нагрузку на внутреннюю сеть кластера. Таким образом, структура кластера оптимизирована с целью максимального разнесения потоков чтения/записи данных между различными физическими устройствами. Данный подход необходим, т.к. скорость корреляционной обработки в первую очередь определяется не вычислительной мощностью кластера, а скоростью работы системы ввода-вывода и накладными расходами на пересылку данных через сеть.

Основные характеристики коррелятора АКЦ следующие:

- Полная поддержка всех распространенных форматов входных данных: RDF, Mark5A, Mark5B, VDIF, VLBA, K5.
- Производительность компьютерного кластера 1 Тфлопс.
- Онлайн хранилище исходных данных 80 Тб.
- Онлайн хранилище результатов корреляции 160 Тб.
- Оффлайн архив данных телескопов 2450 Тб на жестких дисках и 2000 Тб на лентах.
- Возможность обработки данных 10 телескопов (45 баз) в режиме реального времени.
- Коррелятор АКЦ имеет специальные режимы для обработки источников непрерывного спектра, спектральных линий, пульсаров.
- Коррелятор АКЦ единственный коррелятор, поддерживающий работу в режиме Когерент Радиоастрона - данный режим подразумевает отказ от бортового Н-мазера и синхронизацию работы КРТ с наземного стандарта частоты.

2.3 Модель задержки

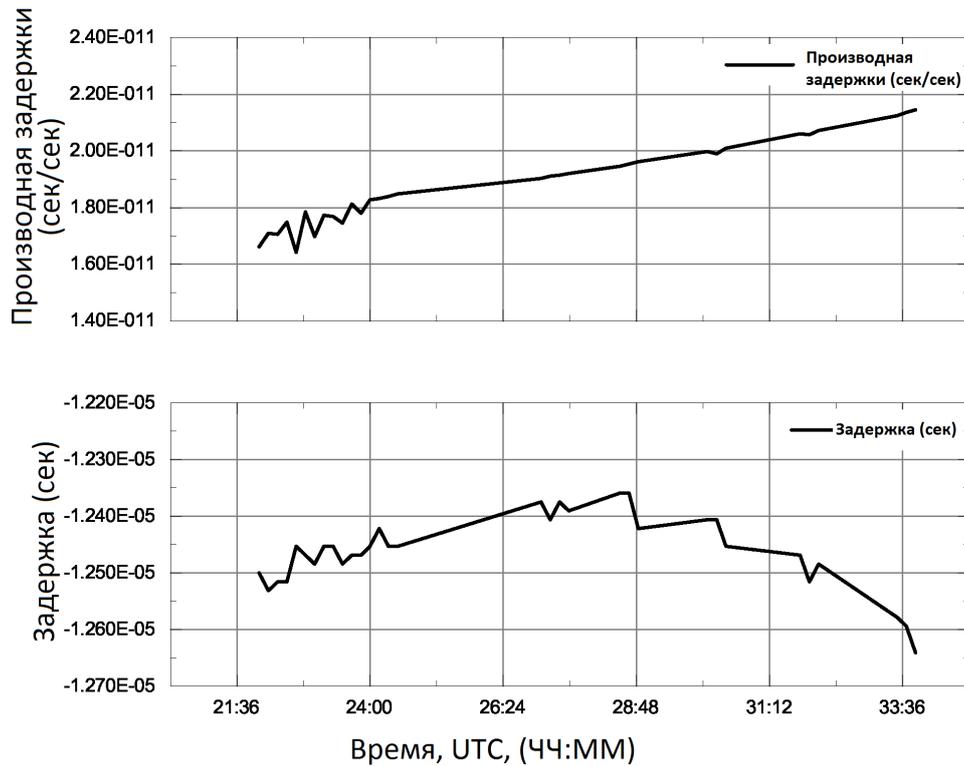


Рисунок 2.5: Пример неточности орбиты приводящий к остаточным величинам задержки и частоты интерференции при корреляции. Код эксперимента: RAKS11AA, источник: 0716+714, дата наблюдения: 03.01.2015 22:00 - 0.4.01.2015 10:00. Длина волны наблюдения $\lambda = 1.35$ см (К-диапазон). Остаточная задержка за время наблюдения изменяется в пределах $\pm 10^{-7}$ сек (нижний график) и первая производная задержки изменяется в пределах $\pm 4 * 10^{-12}$ сек/сек (верхний график), что соответствует ошибке в определении координаты ± 30 м и скорости ± 12 мм/сек. Неопубликованный материал.

Для работы любого коррелятора требуется точное вычисление геометрической задержки, на величину которой будут сдвигаться потоки данных, зарегистрированных на различных телескопах. Задержка изменяется во времени из-за вращения Земли и движения телескопа по орбите (в случае космического телескопа). Модель задержки τ , используемая при корреляции, должна включать как геометрическую задержку τ_g , так и множество других факторов, таких как ошибка хода часов на отдельных телескопах и т.д. Зависимость задержки от времени можно представить в виде ряда Тейлора:

$$\tau(t) = \tau(t_0) + [\dot{\tau}(t_0) + \Delta\dot{\tau}(t_0)](t - t_0) + \frac{1}{2}[\ddot{\tau}(t_0) + \Delta\ddot{\tau}(t_0)](t - t_0)^2 + \dots \quad (2.1)$$

где t_0 - время начала очередного времени интегрирования в корреляторе. Члены $\tau(t_0)$, $\dot{\tau}(t_0)$ могут быть вычислены в модели задержки априори, члены $\Delta\dot{\tau}$, $\Delta\ddot{\tau}$ определяются ошибками модели задержки.

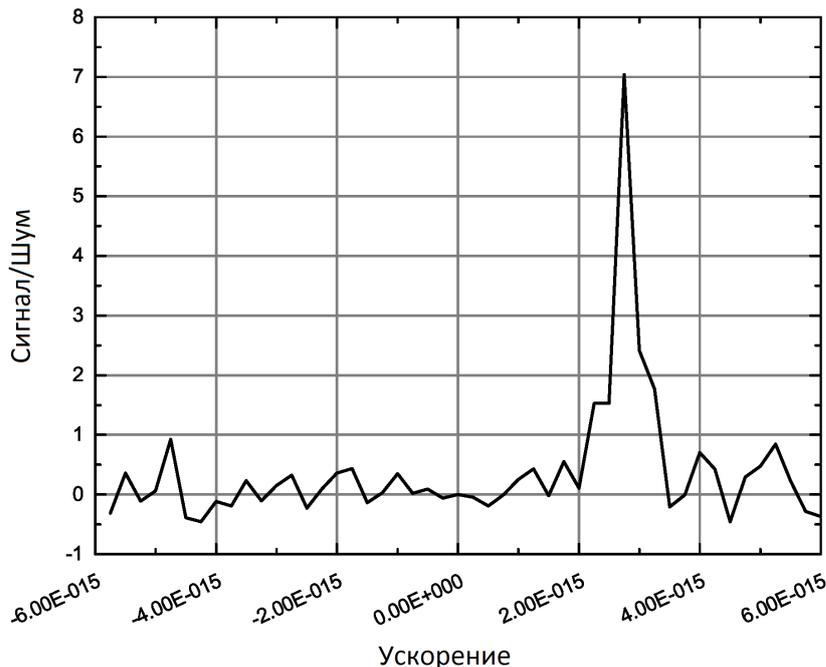


Рисунок 2.6: Перебор значений второй производной задержки(соответствующей неопределенности в ускорении КРТ). Пиковому значению SNR соответствует наилучшее значение остаточного ускорения на длине одного скана (570 сек). Неопубликованный материал.

Координаты наземных телескопов обычно известны с высокой точностью (несколько сантиметров), что соответствует ошибке $\tau(t)$ около 30 пкс. Данная величина значительно меньше длительности одного отсчета данных (30 нс), соответствующего используемой в проекте Радиоастрон ширине полосы $\Delta f = 16$ МГц. Для космического телескопа ситуация отличается. Положение КРТ вычисляется баллистическим центром института прикладной математики им. Келдыша (ИПМ) с точностью 200 м по координате, что соответствует неопределенности в задержке в 0.7 мкс. При этом начальный сдвиг часов на КРТ может достигать 10 мкс. В случае наземно-космического РСДБ основную ошибку в $\Delta\dot{\tau}$, $\Delta\ddot{\tau}$ будут вносить нестабильность частоты Н-мазера и ошибки определения скорости и ускорения космического радиотелескопа. Точность определения скорости аппарата составляет 2 см/с, что приводит к ошибке $\Delta\dot{\tau} > 30$ мкс/с. Максимальное ускорение наземных телескопов составляет величину около 110 пк/с², которой можно пренебречь, в то время как ошибки в определении ускорения КРТ приводят к ошибке $\Delta\ddot{\tau} > 20$ мкс/с², которую необходимо принимать во внимание. Различия в задержке и ее производных в случае наземного и наземно-космического РСДБ отражены в таблице 2.1.

Большинство корреляторов, используемых для РСДБ, используют модель задержки CALC [66].

В корреляторе АКЦ используется модель задержки ORBITA2012, основанная на модели задержки ARIADNA. Основное отличие между этими двумя моделями задержки заключа-

Таблица 2.1: Оценка величины задержки и ее первых производных в случае наземного и наземно-космического РСДБ

| | $\tau_g, \text{с}$ | $\Delta\dot{\tau}, \text{мкс/с}$ | $\Delta\ddot{\tau}, \text{мкс/с}^{-2}$ |
|--------------------------|--------------------|----------------------------------|--|
| Наземное РСДБ | $21 * 10^{-3}$ | 3 | 0.1 |
| Наземно-космическое РСДБ | 1 | > 30 | > 20 |

ется в том, что ORBITA2012 подходит для вычисления задержки для наземно-космических баз [65].

ARIADNA вычисляет задержки напрямую между телескопами (задержка соответствует базе) [67], в то время как ORBITA2012 вычисляет задержки между отдельными телескопами (включая КРТ) и центром Земли (задержка соответствует антенне). При этом задержка, соответствующая базе вычисляется как разница двух задержек, соответствующих антеннам. Вычисление задержки на наземно-космической базе отличается от наземно-наземной из-за необходимости учитывать время прихода сигнала на станцию слежения и сдвига частоты Н-мазера КРТ, обусловленного скоростью КРТ и движением космического телескопа в неоднородном гравитационном поле Земли.

Задержку, соответствующую антенне, можно представить полиномиальной функцией от времени:

$$\tau(t) = a_0 + a_1t + a_2t^2 + \dots + a_nt^n \quad (2.2)$$

где n - порядок полинома, который вычисляется каждые K секунд, а $t = 0$ начало каждого K -го периода. При корреляции данных Радиоастрона $n=6$, $K = 60$ секунд. Модель задержки ORBITA2012 при расчете задержки наземных телескопов учитывает все известные поправки, такие как движения тектонических плит, приливные явления и суточные колебания атмосферного давления. [67]

Радиус-вектор орбиты Радиоастрона вычисляется баллистическим центром института прикладной математики им. Келдыша с точностью порядка 200 метров по координате и 2 см/с по скорости [68].

Точность орбиты КРТ является критически важным параметром для корреляции наблюдений космического РСДБ. При этом разработка адекватной динамической модели КРТ сопряжена с рядом сложностей. Наибольшую неопределенность вносит давление солнечного света на поверхность КРТ, которое приводит к ускорению КРТ и накоплению крутящего углового момента, который компенсируется при помощи гироскопов. При этом разгрузку гироскопов необходимо производить от 1 до 2 раз в сутки, что приводит к возмущению орбиты. После разгрузки гироскопов скорость центра масс КРТ может измениться на 3-5 мм/сек. В результате неточность учета давления света и разгрузки гироскопов приводят к значительным ошибкам в определении орбиты КРТ. Для обеспечения необходимой точности определения орбиты КРТ на двух крупных российских телескопах в Уссурийске (70-метров)

и в Медвежьих озерах (64-метра) регулярно проводятся двухпутевые измерения дальности и смещения частоты сигнала. Также для улучшения точности восстановленной орбиты используются измерения смещения частоты сигнала на станциях слежения в Пуццино и Грин Бэнк.

2.4 Сравнение коррелятора АКЦ и коррелятора DiFX

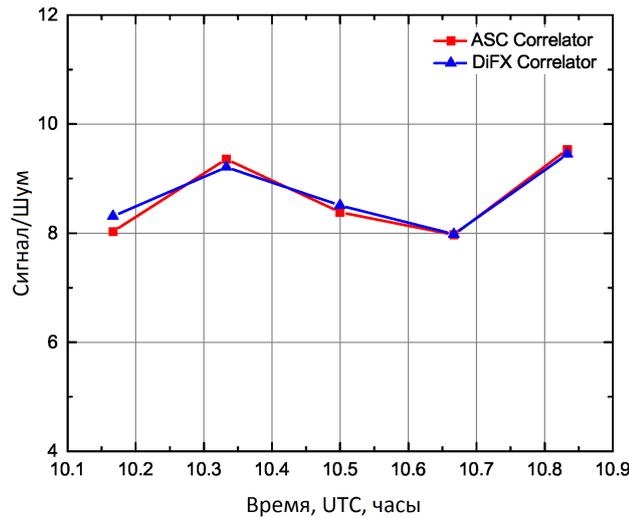


Рисунок 2.7: Сравнение соотношения сигнал/шум на выходе коррелятора АКЦ и коррелятора DiFX. С-диапазон, база Радиоастрон-Аресибо. Относительная разница не превышает 2%. Неопубликованный материал.

Сравнение коррелятора АКЦ и коррелятора DiFX было сделано на конечной стадии разработки коррелятора, во время первого года наблюдений Радиоастрона. Результаты сравнения показывают, что разница в соотношении сигнал/шум между выходами двух корреляторов не превышает 1.5 – 2% (Рис 2.7).

На выборке из 30 экспериментов были сопоставлены основные параметры, характеризующие качество выходных данных коррелятора: коррелированная амплитуда, отношение сигнал/шум, остаточные величины задержки и ее первой и второй производных (соответствующим ошибкам в скорости и ускорении). Один из примеров такого сравнения для наземно-наземных и наземно-космических баз представлен на Рис 2.7, 2.8.

В РСДБ наблюдениях важна стабильность фазы, позволяющая накапливать сигнал в течение продолжительного времени. В отличие от наземных телескопов, на сигнал регистрируемый КРТ не оказывает влияние атмосфера. Поэтому, а также из-за высокой стабильности бортового Н-мазера, на наземно-космических базах в коротковолновом диапазоне (22 ГГц) может быть достигнуто большее время интегрирования чем на наземных (Рис 2.11).

Дополнительное сравнение амплитуды функции видности в зависимости от времени на выходе коррелятора АКЦ и коррелятора DiFX представлено на Рис 2.10.

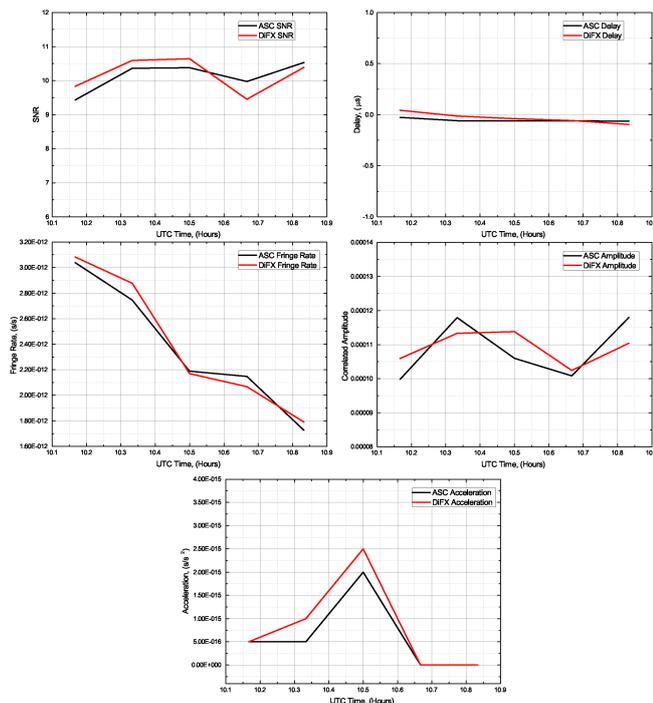


Рисунок 2.8: Пример сравнения коррелятора АКЦ и коррелятора DiFX на наземно-космической базе. Код эксперимента: RAES03EV. Источник: 0748+126. Дата: 24.10.2012 9:00 - 10:00. Длина волны наблюдения $\lambda = 6$ см. База: Радиоастрон - Аресибо, проекция базы: 11 диаметров Земли. На графиках представлены: отношение сигнал/шум (левый верхний), задержка (правый верхний), частота интерференции (левый средний), амплитуда кросс-корреляции (правый средний), ускорение (нижний). Неопубликованный материал.

2.5 Поиск лепестков и уточнение модели задержки

Результат работы коррелятора и возможность нахождения интерференционного отклика в наибольшей степени определяется моделью задержки интерферометра, ошибки которой, в свою очередь, в наибольшей степени определяются орбитой РадиоАстро́на, восстановлением которой занимается институт прикладной математики им. Келдыша. Точность восстановления орбиты определяется ошибками в определении координат, скорости и ускорения аппарата. Функция корреляции даст отклик только при абсолютно точном значении задержек прихода сигнала на станции. Однако, поскольку коррелятор вычисляет значение не при одном значении задержки, а работает в некоем диапазоне задержек, требования к модели задержки несколько снижаются. Это же касается и времени интегрирования в корреляторе, от которого зависит диапазон значений по частоте интерференции, что в свою очередь позволяет получить интерференционный отклик в некоем диапазоне ошибок по скорости аппарата. Данная особенность коррелятора позволяет получать интерференционный отклик практически без потерь чувствительности в рамках определенных окон ошибок в скорости и координатах аппарата. Ширина окна коррелятора по задержке W_{del} зависит от порядка БПФ N_{FFT} следующим образом:

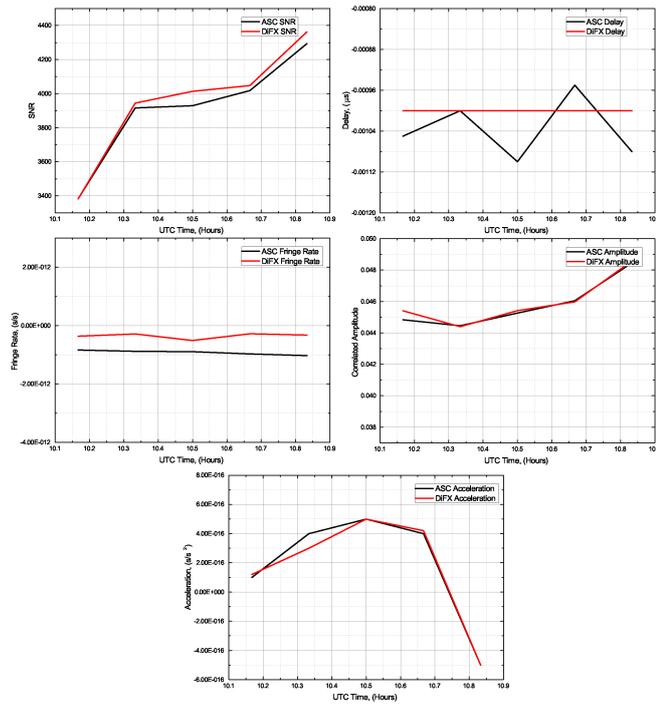


Рисунок 2.9: Пример сравнения коррелятора АКЦ и коррелятора DiFX на наземной базе. Код эксперимента: RAES03EV. Источник: 0748+126. Дата: 24.10.2012 9:00 - 10:00. Длина волны наблюдения $\lambda = 6$ см. База: Йебис - Аресибо. На графиках представлены: соотношение сигнал/шум (левый верхний), задержка (правый верхний), частота интерференции (левый средний), амплитуда кросс-корреляции (правый средний), ускорение (нижний). Неопубликованный материал.

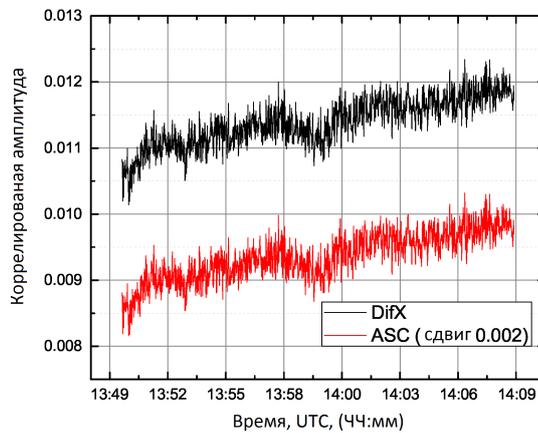


Рисунок 2.10: Сравнение амплитуды функции видности на выходе коррелятора АКЦ и коррелятора DiFX. Длина волны наблюдения $\lambda = 18$ см (L-диапазон). База Вестерборк-Эффельсберг. Относительная разница не превышает 1.5%. Неопубликованный материал.

$$W_{del} = N_{FFT} / (2 * \Delta f) \quad (2.3)$$

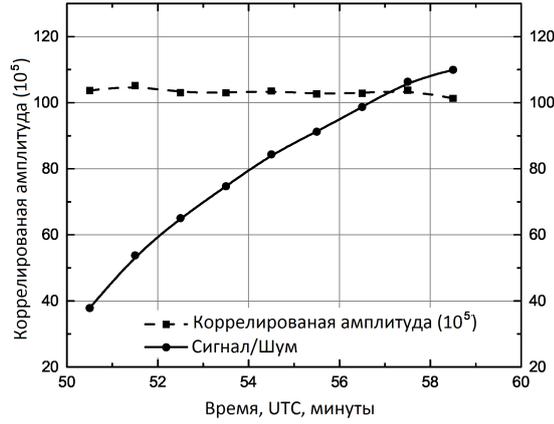


Рисунок 2.11: На графике представлена зависимость амплитуды кросс-корреляции и соотношения сигнал/шум от времени интегрирования. Код эксперимента: RAES03FU. Источник: 0716+714. Дата: 19.11.2012 00:20 - 01:00. Длина волны наблюдения $\lambda = 6$ см. База: Радиоастрон - Светлое, проекция базы 2.5 диаметра Земли. Видно, что амплитуда остается постоянной даже при времени интегрирования 10 минут, а зависимость соотношения сигнал/шум от времени интегрирования подчиняется теоретической зависимости $\approx \sqrt{t}$, что говорит о том, что реальное время когерентности на данной базе превышает 10 минут. Неопубликованный материал.

где Δf ширина полосы приемника. Ширина окна коррелятора по частоте интерференции W_{frr} зависит от времени интегрирования в корреляторе t_{int} следующим образом:

$$W_{frr} = 1/(2 * t_{int}) \quad (2.4)$$

Максимальная ширина окна коррелятора по задержке и частоте интерференции определяется только вычислительной мощностью коррелятора.

Теперь оценим к каким сдвигам по задержке и частоте интерференции будет приводить неопределенность в координатах и скорости космического аппарата. Ошибка в определении координат аппарата приводит к сдвигу интерференционного лепестка от центра окна коррелятора по задержке

$$\tau_{err} = \Delta x / c \quad (2.5)$$

где τ_{err} сдвиг по задержке, Δx неопределенность пространственного положения аппарата, c - скорость света. Ошибка в определении скорости аппарата приведет, в свою очередь, к сдвигу интерференционного лепестка по частоте интерференции:

$$F_{err} = V_{err} / c * F_{obs} \quad (2.6)$$

где F_{err} сдвиг по частоте интерференции, V_{err} неопределенность по скорости аппарата, c - скорость света ($2.9998 * 10^{10}$ см/сек), F_{obs} частота наблюдения. На Рис 2.5 приведен пример

сдвига интерференционного лепестка по задержке и частоте интерференции в зависимости от времени для одного из сеансов наблюдения с РадиоАстроном. Видно, что типичные значения ошибок орбиты составляют около 30 м по дальности и около 0.6 см/сек по скорости аппарата.

В наихудшем случае (сеансы близкие к перигею, длительное отсутствие сеансов лазерной дальнометрии) эти значения могут достигать 2 см/сек по скорости и 200 м по дальности. В связи с этим, для потоковой корреляционной обработки экспериментов в проекте РадиоАстрон были выбраны параметры, отраженные в Таб 2.2.

Таблица 2.2: Параметры корреляции данных в К, С, L, Р диапазонах в проекте Радиоастрон. Первый запуск коррелятора.

| Диапазон | FFT каналов | Окно по задержке (мкс) | Время интегрирования (сек) | Окно по частоте интерференции (Гц) | Объем данных на 1 час наблюдений (Гб) |
|----------|-------------|------------------------|----------------------------|------------------------------------|---------------------------------------|
| К | 2048 | 64 | 1/64 | 32 | 420 |
| С | 2048 | 64 | 1/8 | 4 | 52 |
| L | 2048 | 64 | 1/4 | 2 | 26 |
| Р | 2048 | 64 | 1 | 0.5 | 6.6 |

Таблица 2.3: Параметры корреляции данных в К, С, L, Р диапазонах в проекте Радиоастрон. Запуск коррелятора с уточненной моделью задержки.

| Диапазон | FFT каналов | Окно по задержке (мкс) | Время интегрирования (сек) | Окно по частоте интерференции (Гц) | Объем данных на 1 час наблюдений (Гб) |
|----------|-------------|------------------------|----------------------------|------------------------------------|---------------------------------------|
| К | 64 | 2 | 1/8 | 4 | 1.64 |
| С | 64 | 2 | 1/2 | 1 | 0.41 |
| L | 64 | 2 | 1 | 0.5 | 0.41 |
| Р | 64 | 2 | 1 | 0.5 | 0.2 |

Также при корреляции данных проекта Радиоастрон необходимо учитывать неопределенность в ускорении КРТ. Подбор второй производной (методом полного перебора) при поиске лепестка позволяет существенно улучшить соотношение сигнал/шум (Рис 2.6).

При корреляции данных проекта РадиоАстрон для того чтобы исключить потери в амплитуде и соотношении сигнал-шум при поиске интерферометрического отклика корреляция данных проводится в два этапа. На первом этапе выполняется корреляция в широком окне (Таб 2.2), по результатам корреляции определяются смещения лепестка от центра окна, найденные поправки вносятся в модель задержки и проводится второй запуск коррелятора (с параметрами (Таб 2.3)), в результате которого отклик находится точно в нуле, что исклю-

чает потери амплитуды и соотношения сигнал-шум обусловленные сдвигом от центра окна. Алгоритм работы коррелятора отражен на Рис 2.12.

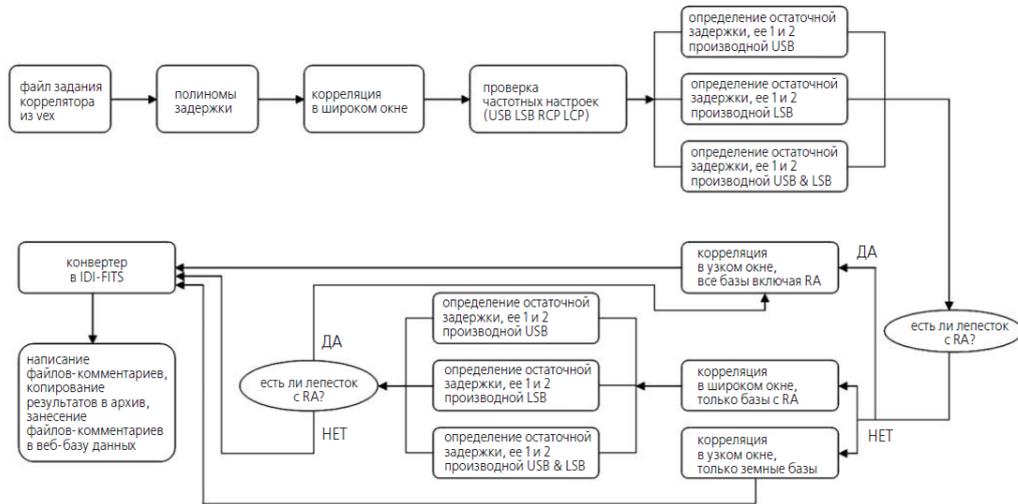


Рисунок 2.12: Блок-схема алгоритма типичной обработки источника непрерывного спектра на корреляторе АКЦ. Неопределенность орбиты КРТ приводит к необходимости корреляции данных в два этапа. Результат диссертанта из работы [A2].

Параметры окна коррелятора, как было показано выше, определяются порядком преобразования Фурье и выбором времени интегрирования. Соответственно, ошибка в определении параметров орбиты аппарата влияет только на вычислительную нагрузку на коррелятор и скорость его работы, и не приводит ни к каким потерям научных данных. Также в проекте РадиоАстрон используется еще один метод, эффективно улучшающий модель задержки. При обработке двухдиапазонных экспериментов, сперва коррелируется низкочастотный диапазон, по результатам корреляции определяются поправки к модели задержки, и эти поправки вносятся при корреляции более высокочастотного эксперимента.

2.6 Специфика корреляционной обработки пульсаров

Пульсары, в отличие от других астрономических источников, излучают в течении ограниченного интервала времени, импульса. Поэтому можно улучшить соотношение сигнал/шум если коррелятор будет суммировать только моменты времени, соответствующие импульсам. Такой подход к корреляции данных называется гейтинг. Разделим период пульсара на M окон одинаковой ширины. Пусть Z амплитуда шума в отдельном окне, а $S(m)$ амплитуда сигнала в окне с номером m . Тогда при суммировании всех окон (что и происходит при корреляции данных источника непрерывного спектра) соотношение сигнал/шум составит:

$$\frac{S}{N} = \frac{\sum_{m=1}^{m=M} S(m)}{\sqrt{\sum_{m=1}^{m=M} Z^2}} \quad (2.7)$$

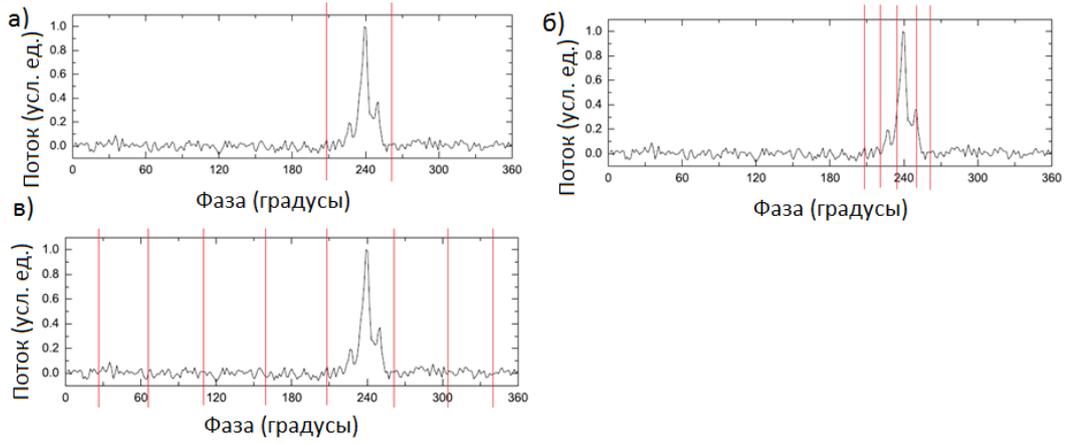


Рисунок 2.13: Гейтинг в корреляторе АКЦ. а) Режим простого окна б) Режим сложного окна в) Режим среднего профиля. Неопубликованный материал.

Если суммировать только окна соответствующие излучению пульсара (режим простого окна), то соотношение сигнал/шум составит:

$$\frac{S}{N} = \frac{\sum_{m=m_1}^{m=m_2} S(m)}{\sqrt{\sum_{m=m_1}^{m=m_2} Z^2}} = \frac{\sum_{m=1}^{m=M} S(m)}{\sqrt{\sum_{m=m_1}^{m=m_2} Z^2}} \quad (2.8)$$

Если каждое окно взвесить на уровень среднего профиля в этом окне (режим сложного окна), то соотношение сигнал/шум составит:

$$\frac{S}{N} = \frac{\sum_{m=m_1}^{m=m_2} S^2(m)}{\sqrt{\sum_{m=m_1}^{m=m_2} (S(m)Z)^2}} = \frac{\sum_{m=1}^{m=M} S^2(m)}{\sqrt{\sum_{m=m_1}^{m=m_2} (S(m)Z)^2}} \quad (2.9)$$

В корреляторе АКЦ реализованы следующие режимы обработки данных пульсаров:

- Режим простого окна. Коррелятор суммирует только моменты времени, соответствующие импульсу пульсара. Применение гейтинга позволяет улучшить соотношение сигнал/шум в 3-5 раз, относительно режима корреляции источника непрерывного спектра. Иллюстрация данного режима приведена на Рис 2.13 а.
- Режим сложного окна. Окно взвешивается на некую априорно задаваемую функцию от фазы импульса. Обычно в качестве такой функции берется форма среднего профиля. Что дает прибавку в соотношении сигнал/шум в 6-20 % относительно случая простого окна. Однако, у подавляющего числа пульсаров форма мгновенного профиля импульса сильно меняется от импульса к импульсу, потому что при корреляции данных проекта Радиоастрон данный режим не используется. Иллюстрация данного режима приведена на Рис 2.13 б.
- Режим среднего профиля. В данном режиме используется много окон. В случае, когда фаза импульса неизвестна, данный режим можно использовать для определения среднего профиля пульсара. в случае, когда фаза импульса известна, данный режим можно

использовать для одновременного вычисления окон сигнала и шума. Данные окна шума можно интерпретировать как данные обычного источника непрерывного спектра и использовать для калибровки формы полосы пропускания приемника. Иллюстрация данного режима приведена на Рис 2.13 в.

- Режим поиска гиганских импульсов. Данный режим похож на режим среднего профиля, однако после корреляции интенсивность сигнала в каждом окне сравнивается с неким пороговым значением и на диск записываются данные только тех окон и тех моментов времени, в которые интенсивность сигнала превышает порог.

Для вычисления времени прихода импульса и фазы импульса, соответствующей определенному моменту времени, коррелятор АКЦ использует полиномы фазы импульса, вычисленные с помощью программного пакета ТЕМРО2 [69, 70]. Данная программа вычисляет время прихода импульса на заданную станцию (в нашем случае вычисляется время прихода импульсов в центр Земли) с учетом известного периода пульсара и его производных, орбитального периода пульсара (для двойных систем), а также с учетом движения Земли по орбите и ее вращения.

Еще одна особенность корреляционной обработки пульсаров - необходимость компенсации эффекта дисперсии, обусловленного наличием свободных электронов на луче зрения. Дисперсия приводит к различной величине задержки сигнала для разных частот, что приводит к размыванию импульса. Существует два метода компенсации этого эффекта - метод когерентной и некогерентной дедисперсии. При когерентной дедисперсии поправка применяется ко всей полосе приема. При некогерентном методе компенсации дисперсии полоса приема делится на некоторое число частотных каналов, зависящих от размера быстрого преобразования Фурье (FFT) в корреляторе, а период пульсара делится на некоторое число окон. Сигнал в каждом частотном канале сдвигается во времени на величину, необходимую для компенсации разницы времен прихода импульса. Некогерентная дедисперсия в корреляторе АКЦ выполняется следующим образом - период пульсара делится на некоторое число временных каналов (окон), каждому из которых в корреляторе соответствует независимый сумматор. Коррелятор вычисляет спектр очередной выборки данных ($2N_{FFT}$ отсчетов), затем для каждого частотного канала при помощи полинома ТЕМРО2 [69, 70] вычисляется задержка, на которую необходимо сдвинуть сигнал для компенсации дисперсии на частоте данного канала и затем определяется номер окна, в который данный частотный канал попадает. Суммирование в каждом окне происходит независимо. В итоге частотные каналы таким образом перераспределяются по окнам, что в каждом окне суммируется исправленный за дисперсию сигнал. Качество компенсации дисперсии в этом методе определяется шириной отдельного окна, при этом остаточный эффект дисперсии уменьшается с уменьшением окна.

2.7 Алгоритм корреляционной обработки наблюдений пульсаров в проекте Радиоастрон

Потоковая корреляционная обработка наблюдений пульсаров в проекте Радиоастрон выглядит следующим образом:

1. Первым шагом при помощи программы ТЕМРО2 [69, 70] вычисляется полином фазы прихода импульса.
2. Далее коррелятор запускается в режиме среднего профиля (весь период пульсара делится на большое число окон - 100 и более. При этом используется небольшое число частотных каналов - обычно 64), после чего при помощи утилиты rprofile программного пакета ASL строится средний профиль пульсара. Данная программа интегрирует спектр по частоте и времени, вычисляя, таким образом, среднюю мощность сигнала, принятую в каждом окне. Причем при интегрировании по частоте не учитываются данные крайних частотных каналов - первого и последнего. Это делается для того, чтобы избежать влияния на результат ненулевой постоянной составляющей сигнала, которая может возникать при ошибках в работе регистратора.
3. График зависимости интегральной энергии, зарегистрированной в окне от номера окна представляет собою средний профиль. По среднему профилю определяется положение окна сигнала и двух окон, соответствующих шумам. Ширина окна сигнала выбирается таким образом, чтобы в него попадал максимум среднего профиля по уровню 10% интенсивности. Ширина окон шума выбирается равной ширине окна сигнала, при этом окна шума отстоят от окна сигнала и друг от друга примерно на $1/3$ периода.
4. Затем на основе масштаба мерцаний, присущего данному пульсару, выбирается время интегрирования в корреляторе. Время интегрирования выбирается кратным периоду пульсара, для того, чтобы исключить вариации интенсивности, обусловленные усреднением различного числа импульсов. Преимущественно, для большинства пульсаров, время интегрирования выбирается равным периоду пульсара.
5. Спектральное разрешение в корреляторе выбирается на основе предварительной оценки частотного масштаба мерцаний таким образом, чтобы разрешение по частоте было существенно меньше ожидаемой полосы декорреляции на данной частоте. Типичные значения лежат в диапазоне 512 - 8096 спектральных каналов.
6. Далее коррелятор запускается в режиме простого окна, на диск при этом сохраняются окно сигнала и два окна шума.

2.8 Посткорреляционная обработка пульсаров. Программный пакет ASL.

После корреляции данных, до анализа, необходимо убрать некоторые аппаратурные эффекты. Одним из таких эффектов является искажение формы кросс-спектра из-за неоднородности амплитудно-частотной характеристики приемника. Данная коррекция на форму полосы выполняется следующим образом:

$$A_{BPcorrected_i} = \frac{A_{signal_i} - A_{noise_i}}{\langle A_{noise_i} \rangle} \quad (2.10)$$

Здесь $A_{BPcorrected_i}$ амплитуда i -го частотного канал спектра окна сигнала после коррекции на форму полосы, A_{noise_i} амплитуда i -го частотного канал спектра окна шума, $\langle A_{noise_i} \rangle$ амплитуда i -го частотного канал спектра окна шума, усредненного за время всего сеанса наблюдений. Дополнительным плюсом такого способа коррекции формы полосы является ослабление помех, т.к. в близкие моменты времени, соответствующие окнам сигнала и шума, амплитуда помех в окнах сигнала и шума близка, за счет чего помехи вычитаются. Однако, в случае близких амплитуд сигнала и шума, характерного для наземно-космической базы, такой способ коррекции полосы вносит в сигнал дополнительный шум. В случае наземно-космической базы коррекцию формы полосы приемника лучше выполнять следующим образом:

$$A_{BPcorrected_i} = \frac{A_{signal_i} - \langle A_{noise_i} \rangle}{\langle A_{noise_i} \rangle} \quad (2.11)$$

Также из-за плохого соотношения сигнал/шум на краю полосы приемника имеет смысл обрезать края полосы и при дальнейшем анализе данных использовать немного более узкий частотный диапазон.

Еще одним распространенным аппаратурным эффектом, влияние которого необходимо исключать, являются узкополосные помехи в спектре. Для исключения влияния таких помех первым шагом по среднему спектру окна шума находятся положения максимумов и ширины, соответствующих помехам. Затем амплитуды испорченных помехой частотных каналов заменяются линейной аппроксимацией амплитуды соседних с помехой каналов с добавлением шума.

$$A_{corrected_i} = A_m + \frac{(A_{m+n} - A_m)(i - m)}{n} + Random_{noise} \quad (2.12)$$

Здесь $A_{corrected_i}$ новое значение i -го частотного канала, m - номер первого частотного канала, испорченного помехой, n - число идущих подряд частотных каналов, испорченных помехой, $Random_{noise}$ случайный шум, выбираемый таким образом, чтобы σ случайного шума совпадала с σ спектральных отсчетов спектра, не испорченных помехой.

Данные коррекции скоррелированных данных выполняются средствами программного пакета ASL, разработанного в АКЦ ФИАН.

2.9 Выводы

Корреляционная обработка данных является первой и при этом наиболее ресурсоемкой операцией при обработке РСДБ данных. Для корреляции данных проекта РадиоАстрон был разработан программный коррелятор, коррелятор АКЦ, при помощи которого в настоящее время обрабатывается около 95% данных проекта (все наблюдения пульсаров обрабатываются на корреляторе АКЦ). Коррелятор АКЦ использует высокоточную модель задержки ORBITA 2012, разработанную для целей наземно-космической РСДБ. Было проведено сравнение коррелятора АКЦ с программным коррелятором DiFX и показано, что результаты работы обоих корреляторов хорошо согласуются друг с другом. Был разработан и внедрен алгоритм корреляции наземно-космических данных, учитывающий неточности определения орбиты КРТ. Также в коррелятор АКЦ были внедрены специфические режимы, необходимые для корреляции пульсарных данных - гейтинг и дедисперсия. При этом для вычисления времени прихода импульса и фазы импульса, соответствующей определенному моменту времени, коррелятор АКЦ использует полиномы фазы импульса, вычисленные с помощью программного пакета ТЕМПО2 [69,70]. Для программного пакета посткорреляционного анализа ASL были разработаны и внедрены утилиты, позволяющие получать средний профиль пульсара, проводить bandpass калибровку пульсарных данных и удаление узкополосных помех.

В рамках выполнения диссертационной работы, автор самостоятельно разработал модуль программного коррелятора АКЦ, осуществляющий гейтинг и дедисперсию данных. Также автор принимал активное участие в разработке модуля коррелятора АКЦ, обеспечивающего чтение различных форматов входных данных, в тестировании коррелятора АКЦ и модели задержки ORBITA2012. Описание коррелятора АКЦ и процедура корреляционной обработки опубликованы в работах [Б1;А2].

В рамках выполнения диссертационной работы, автор самостоятельно разработал программу для построения среднего профиля пульсара на основе прокоррелированных РСДБ данных, программы для компенсации помех и коррекции формы полосы приемника, являющиеся в настоящий момент частью программного пакета обработки РСДБ данных Astro Space Locator (ASL).

Глава 3

Исследование межзвездной плазмы в направлении пульсаров 0950+08, 1919+21 и 0525+21

3.1 Межзвездная среда. Теория рассеяния радиоизлучения.

Рассмотрим некоторые аспекты теории, касающиеся распространения излучения пульсара через межзвездную плазму, необходимые для интерпретации результатов эксперимента. Такие как модель тонких рассеивающих экранов, в рамках которой интерпретируются основные эффекты рассеяния, космической призмы, без учета влияния которой невозможно анализировать мерцания пульсаров PSR B0950+08 и PSR B1919+21, а также влияние ионосферы, учет которого важен для анализа данных наблюдений пульсара PSR1919+21. Также в случае низкого отношения сигнал/шум, характерного для данных наземно-космического интерферометра, предпочтительным является анализ флуктуаций квадрата амплитуды динамического спектра.

3.1.1 Поле излучения пульсара и распространение волны. Флуктуации функции видности.

Пусть $h(f,t)$ - компонент электрического поля волны, излучаемой радиопулсаром при отсутствии турбулентной среды, $f = \nu - \nu_0$ сдвиг частоты ν относительно центральной частоты наблюдения ν_0 , а t время. Также будем считать, что в электрическом поле $h(f,t)$ уже учтена модуляция из-за ограниченной полосы частот приемника. Поле излучения, после прохождения через неоднородности межзвездной плазмы можно представить функцией [71] :

$$E(\vec{\rho}, f, t) = u(\vec{\rho}, f, t)h(f, t) \quad (3.1)$$

Здесь эффекты рассеяния на межзвездной плазме задаются множителем $u(\vec{\rho}, f, t)$, $\vec{\rho}$ пространственная координата в плоскости наблюдателя, в направлении перпендикулярном направлению на пульсар. Для того, чтобы получить функцию видности, т.е. отклик интерферометра для базы $\Delta\vec{\rho}$, усредненный по определенному числу реализаций рассеяния, умножим $E(\vec{\rho}, f, t)$ на $E^*(\vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t)$ и усредним по статистике реализаций электрического поля волны от источника:

$$V(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t) = \langle E(\vec{\rho}, f, t)E^*(\vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t) \rangle_h = j(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t)H(f, t) \quad (3.2)$$

где

$$j(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}) = u(\vec{\rho}, f, t)u^*(\vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t) \quad (3.3)$$

$$H = \langle h(f, t)h^*(f, t) \rangle_h$$

угловые скобки $\langle \dots \rangle_h$ означают усреднение по различным реализациям электрического поля от источника. При этом H плотность потока от источника после коррекции на форму полосы, эффекты рассеяния определяются функцией j . Можно отметить, что H зависит от частоты внутри наблюдаемой полосы f и от времени t .

Рассмотрим флуктуации модуля отклика интерферометра (динамический спектр мощности):

$$V(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t) = H * [I(\vec{\rho})I^*(\vec{\rho} + \Delta\vec{\rho})]^{1/2} \quad (3.4)$$

здесь интенсивность I квадрат модуля электрического поля при одном значении базы:

$$I(\vec{\rho}) = j(\vec{\rho}, \vec{\rho}) = u(\vec{\rho}, f, t)u^*(\vec{\rho}, f, t) \quad (3.5)$$

H , j и I зависят от f и t , однако для простоты эту зависимость можно опустить. Пронормируем среднюю плотность потока источника, так чтобы на единицу $\langle I(\vec{\rho}) \rangle_s = 1$. В этом случае флуктуации интенсивности относительно среднего значения можно выразить как $\Delta I = I - 1$ В режиме слабых мерцаний $|\Delta I(\vec{\rho})| \ll 1$ и $|V(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho})|$ можно аппроксимировать:

$$V(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t) = H(1 + \frac{1}{2}\Delta I(\vec{\rho}) + \frac{1}{2}\Delta I(\vec{\rho} + \Delta\vec{\rho})) \quad (3.6)$$

Таким образом, флуктуации интерферометрической функции видности $|V(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t)|$ можно выразить:

$$|V(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t)| = |V(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t)| - \langle |V(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t)| \rangle_s \approx H\left(\frac{1}{2}\Delta I(\vec{\rho}) + \frac{1}{2}\Delta I(\vec{\rho} + \Delta\vec{\rho})\right) \quad (3.7)$$

3.1.2 Рассеивающие экраны и статистика.

Пусть рассеивающая среда локализована в двух рассеивающих экранах, расположенных на расстоянии z_1 и z_2 от наблюдателя. Расстояние от источника до наблюдателя z . Каждый из экранов вызывает вариации фазы как функцию от пространственного положения. Влияние каждого из экранов можно представить в виде пространственной структурной функции фазовых флуктуаций $D_{S,1}(\Delta x_1)$ и $D_{S,2}(\Delta x_2)$, где Δx_1 и Δx_2 изменения пространственных координат в плоскости экрана:

$$D_{S,l}(\Delta\vec{x}_l) = \langle \Phi_l(\vec{x}_l) - \Phi_l(\vec{x}_l - \Delta\vec{x}_l) \rangle^2 \quad (3.8)$$

$l = 1, 2$ определяет экран и $\Phi_l(x_l)$ фаза экрана на пространственной координате x_l . Угловые скобки означают усреднение по статистически одинаковой среде рассеяния. В работе [72] было показано, что спектр неоднородностей межзвездной среды в направлении на пульсар PSR B0950+08 имеет степенную форму, $\Phi_s(q) \propto |q|^{\alpha+2}$, где q пространственная частота. Соответственно, пространственная структурная функция флуктуаций фазы также имеет степенной вид. Структурную функцию флуктуаций фазы на экране можно представить в виде:

$$D_{S,l}(\Delta\vec{x}_l) = (k\Theta_{scat,l}|\Delta\vec{x}_l|)^{\alpha_l} \quad (3.9)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ волновое число, $\lambda = c/\nu_0$ длина волны, а $\Theta_{scat,l}$ угол рассеяния на экране $l = 1, 2$. Здесь будем полагать, что структурная функция имеет степенной вид, с показателями степени α_1, α_2 . Нужно отметить, что данное уравнение верно только в предположении изотропного рассеяния. Далее везде используется это предположение. В принципе, эффекты анизотропии можно обнаружить путем сравнения результатов, полученных на нескольких базах сопоставимой длины, но различной ориентации.

Для ближнего экрана, находящегося на расстоянии $z_1 \ll z$, для поля излучения можно использовать приближение плоской волны:

$$D_{S,1}(\Delta\vec{\rho}) = D_S(\Delta\vec{x}_1) \quad (3.10)$$

Для экрана находящегося на расстоянии z_2 , структурная функция флуктуаций фазы в плоскости далекого экрана и наблюдателя связана следующим образом:

$$D_{S,2}(\Delta\vec{\rho}(z - z_2)/z) = D_S(\Delta\vec{x}_2) \quad (3.11)$$

Неоходимо отметить, что данные уравнения описывают воздействие экрана на наблюдателя по принципу тени, когда искажения от экрана прямо проецируются на плоскость наблюдателя. Данное приближение применимо в случае слабых мерцаний.

3.1.3 Космическая призма.

Предположим, что между пульсаром и экранами расположена космическая призма, или слой плазмы, имеющий градиент коэффициента преломления. Данная призма будет отклонять излучение от пульсара на частотно-зависимый угол. Опишем данный эффект преломления углом θ_0 , видимым смещением положения источника в плоскости наблюдателя на частоте ν_0 . Подобный эффект сильного преломления был обнаружен в многочастотных наблюдениях пульсара PSR B0329+54 [41].

Космическая призма является основным фактором, определяющим угловое смещение источника, и, в частности, ее влияние намного превышает влияние любого из экранов. Наличие слоя межзвездной плазмы, выполняющего роль призмы, приводит к дисперсии излучения пульсара, причем изменение частоты f относительно опорной частоты ν_0 приводит к видимому смещению положения источника на угол:

$$\vec{\theta}_f = \left(1 - \frac{\nu_0^2}{(f + \nu_0)^2}\right)\theta_0 \approx 2(f/\nu_0)\vec{\theta}_0 \quad (3.12)$$

где ν_0 центральная частота наблюдаемой полосы. Комбинация космической призмы с экраном приводит к сдвигу в картине мерцаний. Для экрана, находящегося на расстоянии z_1 от наблюдателя, и космической призмы, расположенной за экраном, видимое смещение источника приводит к смещению картины мерцаний в плоскости наблюдателя на расстояние $\vec{\rho}_{f,1}$ [73, 74]:

$$\vec{\rho}_{f,1} = z_1\vec{\theta}_f \quad (3.13)$$

Чем дальше экран, тем больше дисперсия картины мерцаний на земле, вызванная призмой, находящейся за экраном.

С другой стороны, если наблюдатель движется со скоростью \vec{V}_{obs} перпендикулярной направлению на пульсар, и если экран 1 движется со скоростью $\vec{V}_{scr,1}$, то пространственное смещение наблюдателя относительно картины мерцаний увеличивается с изменением времени Δt за счет скорости \vec{V}_1 :

$$\vec{\rho}_{t,1} = \vec{V}_1\Delta t \quad (3.14)$$

$$= (\vec{V}_{obs} - \vec{V}_{scr,1})\Delta t \quad (3.15)$$

Если смещение наблюдателя параллельно направлению дисперсии космической призмы, то наблюдатель заметит сдвиг картины мерцаний по частоте, как функцию времени.

Для более удаленного экрана, находящегося на расстоянии z_2 от наблюдателя, необходимо учитывать сферичность волны:

$$\vec{\rho}_{f,2} = \frac{zz_2}{z-z_2} \vec{\theta}_f \quad (3.16)$$

и

$$\vec{\rho}_{t,2} = \vec{V}_2 \Delta t \quad (3.17)$$

$$= (\vec{V}_{obs} - \frac{z}{z-z_2} \vec{V}_{scr,2} + \frac{z_2}{z-z_2} \vec{V}_{PSR}) \Delta t \quad (3.18)$$

где $\vec{V}_{scr,2}$ скорость экрана 2, и \vec{V}_{PSR} скорость пульсара.

Таким образом, изменение частоты вызывает изменение дифракционной картины таким же образом, как изменение местоположения в направлении $\vec{\theta}_0$. Таким образом, задержка во времени эквивалентна изменению местоположения в направлении линейной комбинации векторов \vec{V}_{obs} , \vec{V}_{scr} , \vec{V}_{PSR} соответствующих скорости движения наблюдателя, экрана и пульсара. Природа этой эквивалентности объясняется тем, что флуктуации интенсивности в режиме слабых мерцаний происходят в широком частотном диапазоне и дисперсия определяется только космической призмой.

3.1.4 Структурная функция. Эквивалентность времени, частоты и интерферометрической базы.

Структурную функцию флуктуаций интенсивности в плоскости наблюдателя можно представить в следующем виде:

$$D_{\Delta I}(\Delta \vec{\rho}) = \langle (\Delta I(\vec{\rho} + \Delta \vec{\rho}) - \Delta I(\vec{\rho}))^2 \rangle_s \quad (3.19)$$

$$= D_{\Delta I,1}(\Delta \vec{\rho}) + D_{\Delta I,2}(\Delta \vec{\rho}) \quad (3.20)$$

В случае слабых мерцаний, структурную функцию флуктуаций интенсивности в плоскости наблюдателя можно получить сложив структурные функции двух экранов. Для того, чтобы применить это утверждение к интерферометрической функции видности, рассмотрим наблюдения интенсивности в двух точках в плоскости наблюдателя, разнесенных на $\Delta \vec{\rho}$ по базе, на Δf по частоте и на Δt по времени. Тогда структурную функцию флуктуаций интенсивности можно представить как:

$$D_{\Delta I}(\Delta\vec{\rho}, \Delta f, \Delta t) = \langle (I_l(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f + \Delta f, t + \Delta t) - I_l(\vec{\rho}, \vec{\rho}, f, t))^2 \rangle_s = \\ H^2 [D_{\Delta|j|,l}(\vec{\rho}_{f,l} + \vec{\rho}_{t,l}) + \frac{1}{2}D_{\Delta|j|,l}(\Delta\vec{\rho} + \vec{\rho}_{f,l} + \vec{\rho}_{t,l}) + \frac{1}{2}D_{\Delta|j|,l}(\Delta\vec{\rho} - \vec{\rho}_{f,l} - \vec{\rho}_{t,l}) - D_{\Delta|j|,l}(\Delta\vec{\rho})] \quad (3.21)$$

где $l = 1, 2$ означает номер экрана. Данное уравнение связывает структурную функцию флуктуаций интенсивности со структурной функцией интерферометрической видности. Обратное соотношение задается аналогичным уравнением:

$$H^2 D_{\Delta|j|,l}(\Delta\vec{\rho}, \Delta f, \Delta t) = \\ D_{\Delta I,l}(\vec{\rho}_{f,l} + \vec{\rho}_{t,l}) + \frac{1}{2}D_{\Delta I,l}(\Delta\vec{\rho} + \vec{\rho}_{f,l} + \vec{\rho}_{t,l}) + \frac{1}{2}D_{\Delta I,l}(\Delta\vec{\rho} - \vec{\rho}_{f,l} - \vec{\rho}_{t,l}) - D_{\Delta I,l}(\Delta\vec{\rho}) \quad (3.22)$$

Также отметим, что в пределе коротких баз структурная функция интерферометрической видности превращается в структурную функцию флуктуаций интенсивности, с учетом коррекции на форму полосы пропускания приемника.

Теперь рассмотрим зависимость структурной функции как от времени и частоты, так и от базы, учитывая то, что космическая призма делает изменения в зависимости от времени или частоты эквивалентными изменениям в зависимости от местоположения. Определим обобщенную координату \vec{r}_l , которая будет включать в себя эффект дисперсии по времени и частотное поведение картины мерцаний для каждого из экранов:

$$\vec{r}_l = \vec{\rho}_{f,l} + \vec{\rho}_{t,l} + \Delta\vec{\rho} \quad (3.23)$$

В предположении, что рассеивание на экранах является однородным, структурная функция каждого экрана зависит только от амплитуды обобщенной координаты:

$$D_{\Delta I,l}(\vec{r}_l) = D_{\Delta I,l}(|\vec{r}_l|) \quad (3.24)$$

Направление преломления призмой разделяет компоненты других векторов на параллельные и перпендикулярные направлению дисперсии. При этом компоненты векторов могут различаться, т.к. выражение для эквивалентного перехода от f и Δt к $\vec{\rho}_{f,l}$ и $\vec{\rho}_{t,l}$ различаются для экранов:

$$|\vec{r}_l| = (|\vec{\rho}_{f,l}|^2 + |\vec{\rho}_{t,l}|^2 + |\Delta\vec{\rho}|^2 + 2|\vec{\rho}_{f,l}||\vec{\rho}_{f,l}|\cos\beta_l + 2|\vec{\rho}_{f,l}||\Delta\vec{\rho}|\cos\varphi + 2|\vec{\rho}_{t,l}||\Delta\vec{\rho}|\cos(\beta_l - \varphi))^{1/2} \quad (3.25)$$

где β_l угол между направлением дисперсии $\vec{\theta}_0$ и скоростью \vec{V}_l луча относительно экрана l , φ угол между $\vec{\theta}_0$ и базой $\Delta\vec{\rho}$.

Физический смысл данного уравнения состоит в том, что структурная функция флуктуаций интенсивности определяется неким положением неподвижных экранов без преломления $D_{\Delta|j|,l}(\Delta\vec{\rho})$; однако, наличие преломления и движения приводит к корреляции при определенном сдвиге по частоте с характерным масштабом $\vec{\rho}_{f,l}$ и определенном сдвиге по времени с характерным масштабом $\vec{\rho}_{t,l}$. Необходимо отметить, что степень влияния задержки по времени или изменения частоты сильно зависит от угла β_l . Также необходимо отметить, что согласно уравнению 3.21 $D_{\Delta I,l}(\Delta\vec{\rho}, \Delta f, \Delta t)$ является симметричной функцией относительно $\cos \varphi$. Также $D_{\Delta I,l}(\Delta\vec{\rho}, \Delta f, \Delta t = 0)$ является симметричной функцией относительно Δf , а $D_{\Delta I,l}(\Delta\vec{\rho}, \Delta f = 0, \Delta t)$ является симметричной функцией относительно Δt .

3.1.5 Структурная функция при низком соотношении сигнал/шум.

Если уровень принимаемого сигнала сопоставим с уровнем шума, что является распространенным в случае наземно-космической базы, более предпочтительным является анализ флуктуаций функции квадрата амплитуды динамического спектра отклика интерферометра. Динамический спектр можно записать в форме:

$$F(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t) = V(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t) + N(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t) \quad (3.26)$$

Здесь N означает добавочный фоновый белый шум. Для статистического анализа флуктуаций, обусловленных межзвездными мерцаниями, введем функцию:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t) &= F(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t)F^*(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t + \delta t_1) \\ &= V(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t)V^*(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t + \delta t_1) + \delta_N \end{aligned} \quad (3.27)$$

Здесь δt_1 соответствует малому сдвигу во времени, а δ_N задается:

$$\begin{aligned} \delta_N &= N(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t)N^*(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t + \delta t_1) \\ &\quad + V(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t)N^*(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t + \delta t_1) \\ &\quad + V^*(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t + \delta t_1)N(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t) \end{aligned} \quad (3.28)$$

В режиме слабых мерцаний, Уравнение 3.27 принимает форму:

$$\mathcal{F}(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t) \approx H(t)H(t + \delta t_1)[1 + j(\vec{\rho}, \vec{\rho}, f, t) + j(\vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t)] + \delta_N \quad (3.29)$$

Введение δt_1 приводит к тому, что шум становится некоррелированным, но при этом данный сдвиг не оказывает значительного влияния на j и V . В итоге, структурную функцию флуктуаций $\mathcal{F}(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t)$ можно записать:

$$D_{\Delta\mathcal{F}}(\Delta\vec{\rho}, f, t) \approx 2H^2 D_{\Delta|V|}(\Delta\vec{\rho}, f, t) \quad (3.30)$$

3.1.6 Френелевские масштабы для частоты и времени.

Размер первой зоны Френеля для ближнего экрана, расположенного на расстоянии z_1 определяется:

$$\rho_{Fr,1} = (z_1/k)^{1/2} \quad (3.31)$$

Структурная функция вариаций интенсивности для ближнего экрана задается простыми соотношениями [75]:

$$\begin{aligned} D_{\Delta|j|,1}(\Delta\vec{\rho}) &= 2D_{S,1}(\Delta\vec{\rho}) \text{ для } \Delta\rho < \rho_{Fr,1} \\ D_{\Delta|j|,1}(\Delta\vec{\rho}) &= 2D_{S,1}(\rho_{Fr,1}) \approx 2m_1^2 \text{ для } \Delta\rho > \rho_{Fr,1} \end{aligned} \quad (3.32)$$

где m_1 индекс модуляции ближнего слоя. В то же время, при рассмотрении дальнего экрана, необходимо учитывать сферичность волны. В этом случае размер первой зоны Френеля для экрана 2 $\rho_{Fr,2}$ задается выражением [73, 74]:

$$\rho_{Fr,2} = (zz_2/(z - z_2)k)^{1/2} \quad (3.33)$$

Соответственно, структурная функция вариаций интенсивности для дальнего экрана задается:

$$\begin{aligned} D_{\Delta|j|,2}(\Delta\vec{\rho}) &= 2D_{S,2}([(z - z_2)/z]\Delta\vec{\rho}) \text{ для } \Delta\rho < \rho_{Fr,2} \\ D_{\Delta|j|,2}(\Delta\vec{\rho}) &= 2D_{S,2}(\rho_{Fr,2}) \approx 2m_2^2 \text{ для } \Delta\rho > \rho_{Fr,2} \end{aligned} \quad (3.34)$$

где m_2 индекс модуляции дальнего слоя. Физический смысл уравнений 3.32 и 3.34 в том, что они отражают тот факт, что масштаб дифракционной картины от неподвижного, непреломляющего экрана в режиме слабых мерцаний совпадает с размером первой зоны Френеля. Совместно с уравнением 3.21, данные уравнения определяют статистику дифракционной картины от экрана с учетом космической призмы и движений источника, экрана и наблюдателя.

Космическая призма связывает временную задержку и частотный сдвиг с изменением местоположения (уравнения 3.13 - 3.18). Поэтому Френелевские масштабы, задаваемые уравне-

ниями 3.31 и 3.33 порождают соответствующие частотный и временной масштаб. Частотный Френелевский масштаб для ближнего экрана 1 и дальнего экрана 2 задается уравнениями:

$$f_{Fr,1} = \frac{\nu_0}{2\theta_0} \frac{\rho_{Fr,1}}{z_1} = \frac{\nu_0}{2\theta_0} \sqrt{\frac{1}{kz_1}} \quad (3.35)$$

$$f_{Fr,2} = \frac{\nu_0}{2\theta_0} \frac{\rho_{Fr,2}(z-z_2)}{zz_2} = \frac{\nu_0}{2\theta_0} \sqrt{\frac{z-z_2}{kz_2}} \quad (3.36)$$

Важно отметить, что частотный масштаб больше для ближнего экрана и уменьшается с увеличением расстояния до экрана. Аналогичными уравнениями задается временной Френелевский масштаб:

$$t_{Fr,1} = \frac{\sqrt{z_1/k}}{|\vec{V}_{obs}|} \quad (3.37)$$

$$t_{Fr,2} = \frac{\sqrt{zz_2/(k(z-z_2))}}{|\vec{V}_{obs} + \vec{V}_{PSR}(z_2/(z-z_2))|} \quad (3.38)$$

Уравнения выше написаны в предположении малых скоростей экранов: $\vec{V}_{scr,1}, \vec{V}_{scr,2} \ll \vec{V}_{obs}$ и \vec{V}_{PSR} .

3.1.7 Временная функция когерентности

Обратным преобразованием Фурье от $I(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t)$ можно получить временную функцию когерентности, усредненную по статистике различных реализаций электрического поля источника:

$$P(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, \tau, t) = \int df \exp(2\pi if\tau) I(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t) \quad (3.39)$$

где τ временная задержка в функции когерентности. Усредним значение P по статистике различных реализаций турбулентной среды:

$$\langle P(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, \tau, t) \rangle_s = B_u(\Delta\vec{\rho}) P_H(\tau, t) \quad (3.40)$$

где

$$P_H(\tau, t) = \int df \exp(2\pi if\tau) H(f, t) \quad (3.41)$$

и

$$B_u(\Delta\vec{\rho}) = \exp \left\{ -\frac{1}{2} D_{S,1}[\Delta\vec{\rho}] - \frac{1}{2} D_{S,2} \left[\frac{(z-z_2)}{z} \right] \Delta\vec{\rho} \right\} \quad (3.42)$$

Здесь $P_H(\tau, t)$ временная функция когерентности, определяемая источником и $B_u(\Delta\vec{\rho})$ пространственная функция когерентности рассеивающего поля.

Используя данные функции, можно характеризовать флуктуации $P(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, \tau, t)$ их вторым моментом:

$$\begin{aligned} \langle |P(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, \tau, t)|^2 \rangle_s = & \int df \int d\Delta f \exp(-2\pi i \Delta f \tau) H(f, t) H(f + \Delta f, t) \\ & \times \langle j(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t) j^*(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f + \Delta f, t) \rangle_s \end{aligned} \quad (3.43)$$

Также можно выразить средний квадрат амплитуды P , усредненный по статистике различных реализаций турбулентной среды как:

$$\langle |P(\tau)|^2 \rangle_s = \langle |P_0(\tau)|^2 \rangle_s + \langle |P_S(\tau)|^2 \rangle_s \quad (3.44)$$

где $\langle |P_0(\tau)|^2 \rangle_s$ соответствует нерассеянному излучению, причем $\langle |P_0(\tau)|^2 \rangle_s = \langle |P(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, \tau, t)|^2 \rangle_s$, а $\langle |P_S(\tau)|^2 \rangle_s$ состоит из двух частей, соответствующих ближнему и дальнему экранам:

$$\langle |P_S(\tau)|^2 \rangle_s = \langle |P_{S,1}(\tau)|^2 \rangle_s + \langle |P_{S,2}(\tau)|^2 \rangle_s \quad (3.45)$$

Член $\langle |P_{S,1}(\tau)|^2 \rangle_s$ можно записать как [74, 75]:

$$\langle |P_{S,1}(\tau)|^2 \rangle_s = \frac{H_0^2 \pi \nu_0}{z_1 \theta_0} \int dq_{\perp} \Phi_{S,1}(q_{\parallel} = \pi \nu_0 \tau / z_1 \theta_0, q_{\perp}) \quad (3.46)$$

где H_0 плотность потока источника, проинтегрированная по частоте, $H_0 = \int df H(f)$, Φ_S степенной спектр фазы, q_{\parallel} и q_{\perp} компоненты пространственной частоты, параллельные и перпендикулярные направлению угла преломления. Степенной спектр $\langle |P_{S,1}(\tau)|^2 \rangle_s$ также можно записать в виде:

$$\langle |P_{S,1}(\tau)|^2 \rangle_s = \begin{cases} H_0^2 m_1^2 \left(\frac{1}{\tau_{Fr,1}}\right), & \text{для } \tau < \tau_{Fr,1} \\ H_0^2 m_1^2 \left(\frac{1}{\tau_{Fr,1}}\right) \left(\frac{\tau_{Fr,1}}{\tau}\right)^{\alpha_1+1}, & \text{для } \tau > \tau_{Fr,1} \end{cases} \quad (3.47)$$

где $\tau_{Fr,1} = z_1 \theta_0 / (\pi \nu_0 \rho_{Fr,1})$. Для второго компонента, $\langle |P_{S,2}(\tau)|^2 \rangle_s$, аналогично можно записать:

$$\langle |P_{S,2}(\tau)|^2 \rangle_s = \begin{cases} H_0^2 m_2^2 \left(\frac{1}{\tau_{Fr,2}}\right), & \text{для } \tau < \tau_{Fr,2} \\ H_0^2 m_2^2 \left(\frac{1}{\tau_{Fr,2}}\right) \left(\frac{\tau_{Fr,2}}{\tau}\right)^{\alpha_2+1}, & \text{для } \tau > \tau_{Fr,2} \end{cases} \quad (3.48)$$

где $\tau_{Fr,2} = z_2 \theta_0 / (\pi \nu_0 \rho_{Fr,2})$.

Необходимо отметить, что функция $P_S(\tau)$ является случайной функцией от τ . Таким образом, при $\tau > \tau_{Fr,1}, \tau_{Fr,2}$, распределение величины $P_S(\tau)$ при фиксированном τ является

приблизительно нормальным. Тогда, для нормально распределенной случайной комплексной величины верно следующее соотношение:

$$\langle |P_S(\tau)| \rangle_s = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (\langle |P_S(\tau)|^2 \rangle_s)^{1/2} \quad (3.49)$$

Если $m_1 \approx m_2$, то $\langle |P_{S,1}(\tau)|^2 \rangle$ будет давать основной вклад в $\langle |P_S(\tau)|^2 \rangle$ при $\tau < \tau_{Fr,2}$, в то время как при $\tau > \tau_{Fr,2}$ основной вклад будет давать $\langle |P_{S,2}(\tau)|^2 \rangle$.

3.1.8 Влияние ионосферы

Пусть $h(f, t)$ спектр изначального излучения пульсара, в отсутствие какой бы то ни было турбулентной среды. Здесь $f = \nu - \nu_0$ смещение частоты наблюдения ν относительно центра полосы пропускания приемника $\nu_0 = 324$ МГц, t - время. Данный спектр $h(f, t)$ также включает в себя инструментальные эффекты модуляции излучения в полосе приемника. После распространения через турбулентную межзвездную среду, спектр электрического поля, регистрируемый на одиночной антенне, может быть представлен как:

$$E(\vec{\rho}, f, t) = h(f, t)u(\vec{\rho}, f, t) \exp[-iS(\vec{\rho}, f, t)], \quad (3.50)$$

где коэффициент модуляции $u(\vec{\rho}, f, t)$ определяется распространением через межзвездную среду, а $\vec{\rho}$ пространственная координата в плоскости наблюдателя, перпендикулярная направлению луча зрения на пульсар. Фаза $S(\vec{\rho}, f, t)$ определяется ионосферой и космической призмой. Умножая $E(\vec{\rho}, f, t)$ на $E^*(\vec{\rho} + \vec{b}, f, t)$ и усредняя по статистике источника, получим квази-мгновенный отклик интерферометра с базой \vec{b} , кросс-спектр электрического поля:

$$\begin{aligned} I(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f, t) &= E(\vec{\rho}, f, t)E^*(\vec{\rho} + \vec{b}, f, t) \\ &= H(f, t)j(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f, t) \\ &\quad \times \exp[-i\Delta S(\vec{\rho}, \vec{b}, f, t)] \end{aligned} \quad (3.51)$$

где:

$$j(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f, t) = u(\vec{\rho}, f, t)u^*(\vec{\rho} + \vec{b}, f, t) \quad (3.52)$$

$$H(f, t) = \langle h(f, t)h^*(f, t) \rangle_h \quad (3.53)$$

Индекс h означает усреднение по статистике шумоподобного электрического поля источника. Предположим, что и изначальный спектр поля излучения источника и инструментальный спектр отклика антенн плоский: $H(f, t) = 1$. Тогда разница фазы между антеннами на концах интерферометрической базы $\Delta S(\vec{\rho}, f, t)$ будет определяться двумя компонентами - прелом-

лением в межзвездной плазме и ионосферой:

$$\Delta S(\vec{\rho}, \vec{b}, f, t) = \Delta S_{ion}(\vec{\rho}, \vec{b}, f, t) + \Delta S_{ref}(\vec{b}, f) \quad (3.54)$$

При фиксированной базе, компонент интерферометрической фазы $\Delta S_{ref}(\vec{b}, f)$, связанный с преломлением в межзвездной плазме будет зависеть только от f :

$$\Delta S_{ref}(\vec{b}, f) = 2\pi \left(\frac{f}{c} \right) \vec{b} \cdot \vec{\Theta}_{ref,0} \quad (3.55)$$

где $\vec{\Theta}_{ref,0}$ угол преломления на частоте ν_0 .

Компонент, связанный с ионосферой, может быть представлен как

$$\begin{aligned} \Delta S_{ion}(\vec{\rho}, \vec{b}, f, t) &= \Delta S_{ion}(\vec{\rho}, \vec{b}, f = 0, t) + \frac{f}{\nu_0} \Delta S_{ion,0} \\ &\quad + \frac{f}{\nu_0} \frac{(t - t_0)}{T} \Delta S_{ion,1} \\ \Delta S_{ion,0} &= \Delta S_{ion}(\vec{\rho}, \vec{b}, f = 0, t = t_0) \\ \Delta S_{ion,1} &= T \frac{d}{dt} [\Delta S_{ion}(\vec{\rho}, \vec{b}, f = 0, t)] |_{t=t_0} \end{aligned} \quad (3.56)$$

где T общая продолжительность наблюдений а t_0 соответствует времени середины наблюдений.

Рассмотрим влияние ионосферы на отклик интерферометра. Умножая $I(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f, t)$ на комплексно сопряженное на частоте $f + \Delta f$ (где $\Delta f =$ сдвиг по частоте) и усредняя по времени и частоте, получим:

$$\begin{aligned} &\langle I(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f, t) I^*(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f + \Delta f, t) \rangle \\ &= \langle j(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f, t) j^*(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f + \Delta f, t) \rangle \varphi(\Delta f) \\ &\times \exp[-i(\Delta f/\nu_0)[\Delta S_{ion,0} + \Delta S_{ref,0}]] \end{aligned} \quad (3.57)$$

где:

$$\begin{aligned} \varphi(\Delta f) &= \left\langle \exp \left[-i \left(\frac{\Delta f}{\nu_0} \right) \frac{(t - t_0)}{T} \Delta S_{ion,1} \right] \right\rangle_t \\ &= \frac{\sin [(\Delta f/2\nu_0)\Delta S_{ion,1}]}{(\Delta f/2\nu_0)\Delta S_{ion,1}} \end{aligned} \quad (3.58)$$

В уравнении 3.58, усреднение означает интегрирование по t от $(t_0 - T/2)$ до $(t_0 + T/2)$. При этом $\Delta S_{ref,0}$ разница фазы на частоте ν_0 .

Амплитуда средней корреляции по частоте f от отклика интерферометра I выражается как:

$$J_1(\vec{b}, \Delta f) = |\langle I(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f, t) I^*(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f + \Delta f, t) \rangle| \quad (3.59)$$

В то же время, средний модуль корреляции по частоте от I выражается как:

$$\begin{aligned} J_2(\vec{b}, \Delta f) &= \langle |I(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f, t) I^*(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f + \Delta f, t)| \rangle \\ &= \langle j(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f, t) j^*(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f + \Delta f, t) \rangle \end{aligned} \quad (3.60)$$

Ниже, в Секции 3.4.3 будет показано, что учет влияния ионосферы необходим при анализе данных наблюдений пульсара PSR B1919+12. Также будет показано, что на наземной базе фаза отклика наземного интерферометра сильно возмущена ионосферной фазой, но в то же время амплитуда сигнала значительно превышает уровень шума. Таким образом, для вычисления корреляционной функции флуктуаций амплитуды на наземной базе, можно использовать уравнение 3.60. В случае наземно-космического интерферометра ситуация обратная: уровень шума превышает амплитуду сигнала, что не позволяет напрямую воспользоваться уравнением 3.60. Однако, можно пренебречь ионосферными возмущениями фазы отклика интерферометра, что позволяет использовать уравнение 3.59.

3.2 Наблюдения пульсаров 0950+08, 1919+21 и 0525+21 на наземно-космическом интерферометре.

После запуска КРТ 18 июля 2011 с 14.11.2011 по 5.04.2012 проводились сеансы наблюдений, целью которых был поиск интерференционного отклика для различных типов источников. В рамках данного этапа 25 января 2012 был проведен сеанс наблюдения пульсара PSR B0950+08 (код эксперимента gafs12), анализ результатов которого проводится в данной работе. Длительность наблюдений составила один час, интерферометр включал в себя космический 10-метровый радиотелескоп РадиоАстрон, 300-метровый радиотелескоп в Аресибо и синтезированный телескоп в Вестерборке. Далее началась ранняя научная программа(ESP), в рамках которой 4 июля 2012 состоялись наблюдения пульсара PSR B1919+21 (код эксперимента gaes06d). Длительность наблюдений составила один час десять минут, в наблюдениях принимали участие 10 метровый космический радиотелескоп Радиоастрон, 110-метровый телескоп в Грин Банк (GBT) и 14x25-метровый телескоп Вестерборк (WSRT). Ранняя научная программа продолжалась до июля 2013, после чего началась ключевая научная программа. Ключевая научная программа реализуется на базе ежегодных заявок на наблюдательное время, которые подаются независимо как в программный комитет проекта Радиоастрон, так и на наземные телескопы. 18 сентября 2013 в рамках первого года ключевой научной программы (АО-1) были проведены наблюдения пульсара PSR B0525+21 (код эксперимента gaks02ac). Длительность наблюдений составила один 2.5 часа, в наблюдениях участвовали: космический радиотелескоп РадиоАстрон (КРТ), телескопы в Грин Бэнк, Аресибо и Калязине. К сожалению из-за сильных помех Калязинские данные не могли быть использованы. Параметры анализируемых в данной работе пульсаров указаны в Табл 3.1.

Таблица 3.1: Параметры пульсаров PSR B0950+08, PSR B1919+21, PSR B0525+21. P - период, DM - мера дисперсии, Z расстояние до пульсара, l, b - галактические координаты

| | P | DM | Z | l | b |
|--------------|----------|-------|----------|--------|------|
| PSR B0950+08 | 0.25 сек | 2.97 | 0.26 кпк | 228.91 | 43.7 |
| PSR B1919+21 | 1.34 сек | 12.44 | 1.0 кпк | 55.78 | 3.5 |
| PSR B0525+21 | 3.75 сек | 50.9 | 1.6 кпк | 183.86 | -6.9 |

Наблюдения пульсаров PSR B0950+08 и PSR B1919+21 проводились в двух круговых поляризациях в полосе шириной 16 МГц с центральной частотой 324 МГц. Данные пульсара PSR B0950+08 записывались 5 минутными сканами с 30 секундными интервалами между сканами. Данные пульсара PSR B1919+21 записывались 10 минутными сканами, с 30 секундными интервалами между сканами. Наблюдения пульсара PSR B0525+21 проводились на частоте 1668 МГц. Регистрировались верхняя и нижняя субполосы, каждая шириной 16 МГц, в двух круговых поляризациях. Данные пульсара PSR B0525+21 записывались 20 минутными сканами с 30 секундными интервалами между сканами. Во всех наблюдениях данные с Радиоастрона записывались при помощи RDR регистратора на наземной станции слежения в Пуццино, данные наземных станций записывались при помощи системы регистраторов Mark5 в Mark5B формате, и затем через интернет передавались в центр обработки данных в АКЦ. На космическом телескопе использовалось 1-битное квантование, на наземных - 2-битное.

Таблица 3.2: Параметры корреляционной обработки пульсаров PSR B0950+08, PSR B1919+21, PSR B0525+21

| | частотна наблюдения | частотных каналов | ширина окна | время интегри- рования | проекция базы |
|--------------|------------------------|----------------------|----------------|------------------------------|------------------|
| PSR B0950+08 | 324 - 340 МГц | 128 | 15 мс | 0.25 сек | 220000 км |
| PSR B1919+21 | 324 - 340 МГц | 512 | 40 мс | 1.34 сек | 60000 км |
| PSR B0525+21 | 1652 - 1684 МГц | 1024 | 37.45 мс | 3.75 сек | 233600 км |

Корреляционная обработка данных проводилась на корреляторе АКЦ [76] с применением гейтинга и некогерентной дедисперсии. Число частотных каналов при корреляционной обработки выбиралось таким образом, чтобы разрешение по частоте было существенно меньше ожидаемой полосы декорреляции на данной частоте. Время интегрирование в корреляторе выбиралось равным периоду пульсара, а ширина окон сигнала и шума выбиралась таким образом, чтобы в него попадал максимум среднего профиля по уровню 10 % интенсивности. Принятые параметры обработки отображены в Табл 3.2. В результате работы коррелятора

были получены комплексные кросс-спектры для каждой пары телескопов, а также авто-спектры для каждой антенны.

3.3 Структура межзвездной плазмы в направлении на пульсар 0950+08

3.3.1 Анализ спектров индивидуальных импульсов

Пульсар B0950+08 показывает высокий уровень собственной переменности. Также от пульсара были зарегистрированы гигантские импульсы, поток в которых более чем в 100 раз превышает среднюю плотность потока излучения [77]. Из-за того, что данная, присущая пульсару, переменность значительно более быстрая, нежели переменность вызванная мерцаниями, каждый спектр был пронормирован на его среднее значение. При обработке была выполнена коррекция спектров на форму полосы пропускания приемника, которая была получена усреднением спектров вне импульса за весь сеанс наблюдения (3570 сек). Также была убрана узкополосная помеха (шириною в 1 частотный канал и продолжающаяся все время наблюдения) путем замены значения в частотном канале с помехой значением среднего арифметического соседних с помехой частотных каналов. На Рис 3.1 показаны несколько кросс-спектров индивидуальных импульсов на базе Аресибо-Вестерборк, соответствующих различным моментам времени, до нормировки на среднее значение. Отчетливо видны два частотных масштаба переменности - мелкомасштабный (30-40 частотных каналов или 3.75-5 МГц) и крупномасштабный, превышающий 16МГц ширину полосы приемника. Мелкомасштабная структура медленно меняется во времени, оставаясь похожей и через 200 сек (импульсы 749 и 949) и через 540 сек (импульсы 1576 и 2032). Крупномасштабная структура меняется еще медленнее и остается практически постоянной в течении всего времени наблюдений (около 1ч).

На Рис 3.2 видна изменчивость индивидуальных импульсов с течением времени эксперимента. На нижнем графике показана средняя интенсивность $\langle I \rangle_f$ индивидуальных импульсов как функция времени. Здесь угловые скобки $\langle \dots \rangle_f$ обозначают усреднение по всем частотным каналам. При этом по времени интегрируется всего один импульс. В то время как быстрый масштаб переменности обусловлен внутренними флуктуациями интенсивности излучения пульсара от импульса к импульсу, медленный масштаб обусловлен мерцаниями. На среднем графике Рис 3.2 изображено стандартное отклонение плотности потока в спектрах индивидуальных импульсов $\sigma_S(t)$ как функция времени. Для нахождения $\sigma_S(t)$ использовалась автокорреляционная функция от каждого индивидуального спектра, сдвинутая на один частотный канал (для исключения влияния шума). В работе [72] было показано, что для пульсара PSR B0950+08 переход от режима сильных мерцаний к режиму слабых происходит в диапазоне частот 100-300 МГц. На верхнем графике показан индекс модуляции

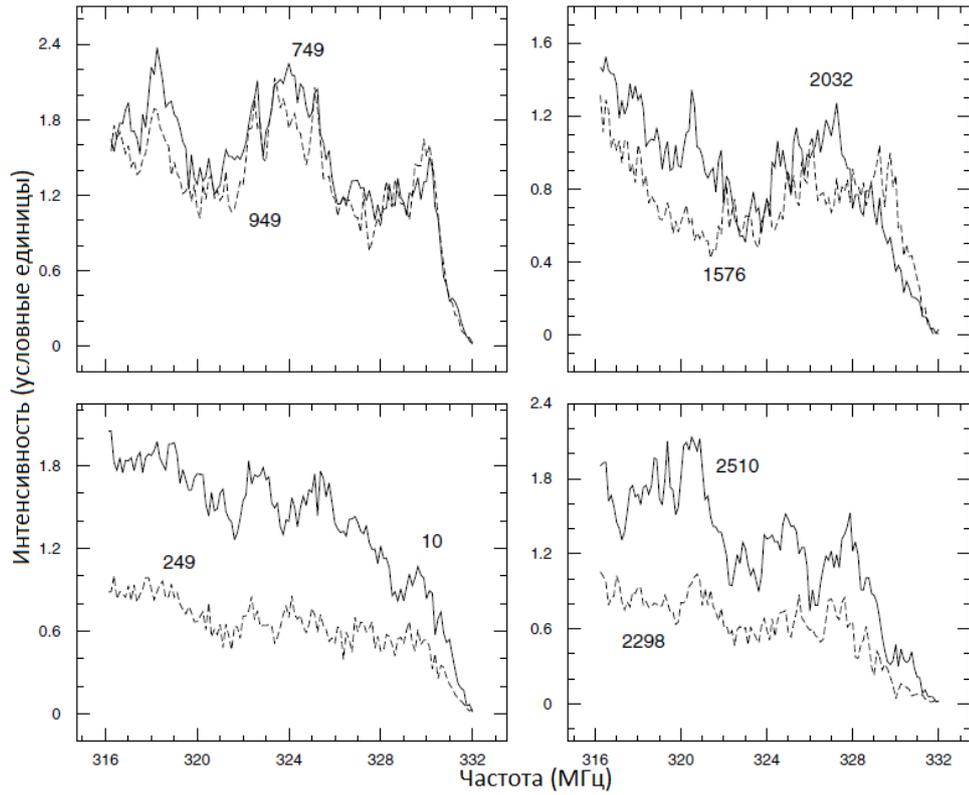


Рисунок 3.1: Спектры индивидуальных импульсов на базе Аресибо-Вестерборк для различных моментов времени. Число рядом с каждой кривой соответствует числу секунд, прошедшему с момента начала наблюдений. Пунктирные и сплошные линии соответствуют различным моментам времени. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1]

$m(t) = \sigma_S(t) / \langle I \rangle_f$ как функция времени; нули соответствуют 30-секундным пропускам в данных. Индекс модуляции m равен 0.35-0.4, что говорит о том, что в нашем случае пульсара B0950+08 на частоте 324 МГц реализуется режим слабых мерцаний. Другими словами, флуктуации фазы, обусловленные эффектами распространения малы $\Delta\Phi_l \ll 2\pi$. Индексы модуляции m_1 и m_2 , соответствующие рассеивающим экранам, вводятся в уравнениях 3.32 и 3.34. Т.к. разница между предполагаемым и точным значением индекса модуляции m^2 не превышает $0.2m^2$, то при анализе наблюдений пульсара PSR B0950+08 можно пользоваться теорией слабых мерцаний [18]. Быстрые вариации функции $m(t)$ обусловлены влиянием шума или слабых импульсов. Медленная вариация $m(t)$ вызвана широкополосным компонентом мерцаний; влияние узкополосного компонента мерцаний отсутствует на графике из-за усреднения по полосе приемника.

На Рис 3.3 показана зависимость средней кросс корреляция интерферометрической видности на базе Аресибо-Вестерборк после усреднения в зависимости от величины сдвига по времени:

$$CCF(\Delta t) = \langle V(f,t)V^*(f,t + \Delta t) \rangle_{f,t} \quad (3.61)$$

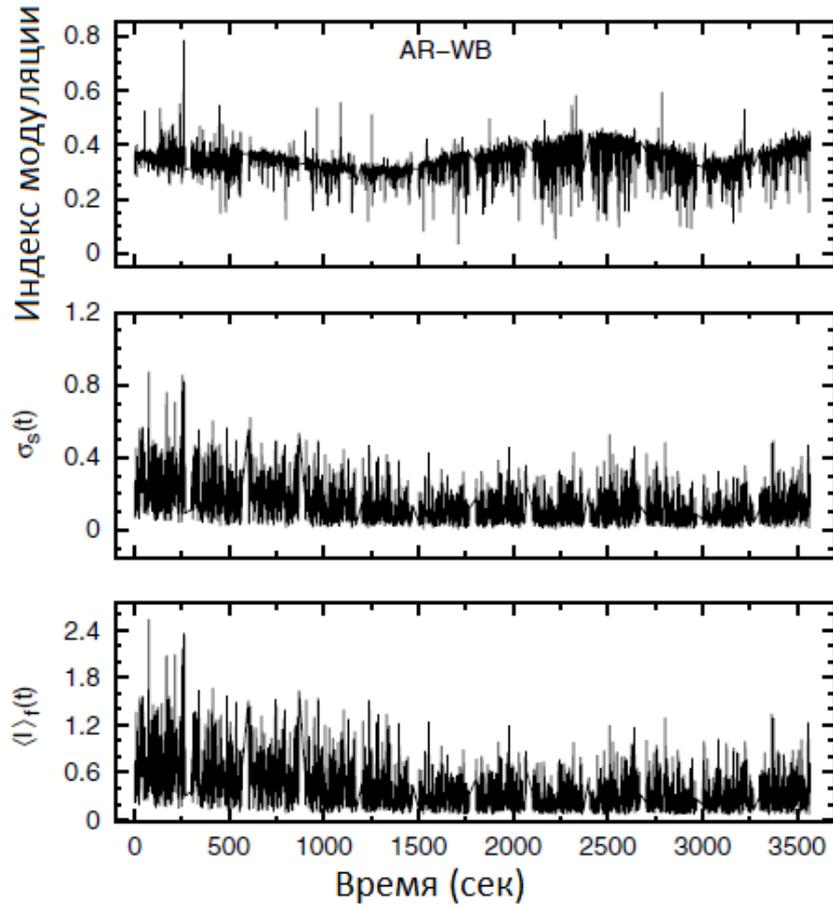


Рисунок 3.2: Индекс модуляции (верхний график), стандартное отклонение σ (средний график) и среднее значение интенсивности, усредненное по частоте для каждого спектра (нижний график) как функция времени на базе Аресибо-Вестерборк. Расстояние между спектрами по времени 1 сек. Ось ординат на среднем и нижнем графике в условных единицах. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1].

На графике изображена зависимость коэффициента корреляции для ненулевых значений сдвигов по времени между импульсами $\Delta t = 100k$ сек, где $k = 1, 2, \dots, 35$. Собственные, связанные с пульсаром, флуктуации интенсивности являются некоррелированными при таких больших временных сдвигах, поэтому коэффициент корреляции характеризует только мерцания. Характерный временной масштаб мерцаний, определяемый как задержка, соответствующая падению коэффициента корреляции в два раза, равен $\tau_{dif} \approx 1000$ сек. Т.к. корреляция усреднена по частоте, данная зависимость отражает эффект широкополосных вариаций на Рис 3.2.

Наблюдения пульсара B0950+08 на наземно-космическом интерферометре были использованы для того, чтобы оценить структурную функцию интерферометрической видности и сравнить с теоретической моделью из Секции 3.1. Спектр каждого индивидуального импульса был пронормирован на среднее значение по частоте и была проведена коррекция на форму полосы приемника:

$$F(f, t) = \frac{V(f, t)B_0}{\langle V \rangle_f(t)B(f)} \quad (3.62)$$

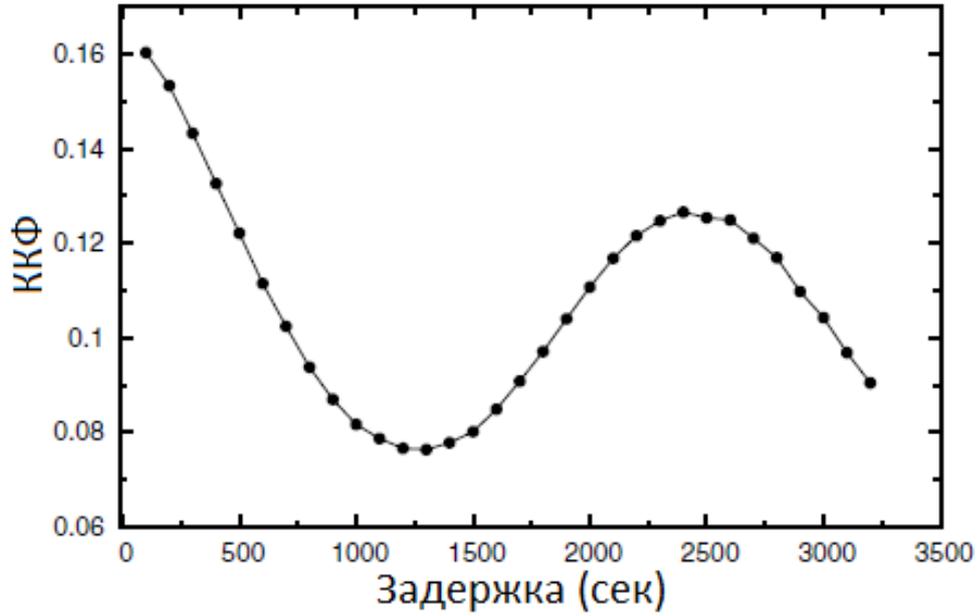


Рисунок 3.3: Среднее значение кросс корреляционных функций, усредненных по частоте, разделенных интервалами $100k$ сек, где $k = 1, 2, 3, \dots, 35$ для базы Аресибо-Вестерборк. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1].

Здесь $B(f)$ полоса приемника и B_0 значение в центре полосы. Как было показано в Секции 3.1 и более подробно в Секции 3.1.5, в случае когда уровень шума сопоставим с уровнем сигнала (наземно-космические базы), лучше использовать не интенсивность функции видности, а ее квадрат. Таким образом, средняя структурная функция была вычислена как:

$$\mathcal{F}(\Delta f, \Delta t) = \langle [F^2(f, t) - F^2(f + \Delta f, t + \Delta t)] \cdot [F^2(f, t + \Delta t_1) - F^2(f + \Delta f, t + \Delta t + \Delta t_1)] \rangle_{f, t} \quad (3.63)$$

Здесь был добавлен дополнительный сдвиг по времени $\Delta t_1 = 20$ сек для того, чтобы значительно уменьшить влияние шума на структурную функцию при нулевом сдвиге по частоте. Как показано в Секции 3.1.5, в случае слабых мерцаний структурная функция от квадрата функции видности пропорциональна структурной функции от модуля видности. Следовательно, для вычисленной таким образом структурной функции можно использовать теоретические соотношения из Секции 3.1. На Рис 3.4 изображены структурные функции, нормированные на $(\langle F^2(f, t) \rangle_{f, t})^2$ для баз Аресибо-Вестерборк и РадиоАстрон-Аресибо и различных временных сдвигов Δt в зависимости от частотного сдвига Δf .

3.3.2 Сопоставление наблюдений с теорией. Простая модель.

Структурные функции, изображенные на двух графиках Рис 3.4, имеют качественно разную форму. Их сравнение показывает, что структурная функция на более короткой, наземной базе Аресибо-Вестерборк имеет как узкий так и широкий компоненты. В структурной функции на более длинной, наземно-космической базе РадиоАстрон-Аресибо присутствует только

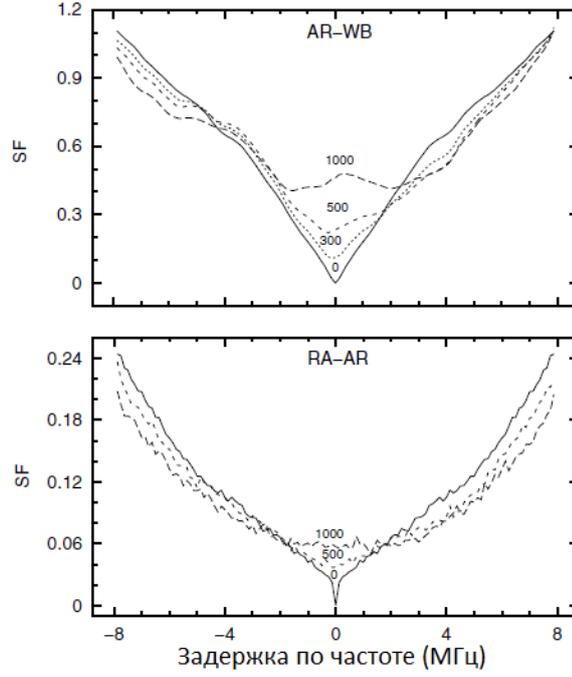


Рисунок 3.4: Средние структурные функции для различных временных сдвигов Δt для базы Аресибо-Вестерборк (верхний график) и РадиоАстрон-Аресибо(нижний график).

Числа на графиках соответствуют Δt в секундах. Узкая деталь при $\Delta f = 0, \Delta t = 0$ обусловлена шумом. Значения по оси ординат измеряются в тех же единицах, что и на Рис.

3.6. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1].

широкий компонент, узкий компонент на длинной базе исчезает (форма детали на $\Delta t = 0$ обусловлена шумом). Также можно заметить, что узкий компонент имеется только при малых временных сдвигах, в то время как широкий компонент присутствует как при малых так и при больших временных сдвигах. Два этих частотных масштаба, узкий и широкий, соответствуют двум разнесенным в пространстве эффективным слоям турбулентной плазмы, на которых происходит рассеяние излучения от пульсара.

В качестве модели структурной функции приемем кусочно-линейную форму, изображенную на Рис 3.5. Приемем $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$ в Уравнении 3.9 и используя теоретические соотношения из Секций 3.1.4 - 3.1.6, получим следующие выражения:

$$D_{I,l}(\vec{r}_l) = \begin{cases} m^2 \frac{|\vec{r}_l|}{\rho_{Fr,l}}, & |\vec{r}_l| < \rho_{Fr,l} \\ m^2, & |\vec{r}_l| \geq \rho_{Fr,l} \end{cases} \quad (3.64)$$

где

$$\frac{|\vec{r}_l|}{\rho_{Fr,l}} = \left| \frac{\Delta \vec{\rho}}{\rho_{Fr,l}} + \frac{\Delta t}{t_{Fr,l}} + \frac{\theta_0 \Delta f}{f_{Fr,l}} \right| \quad (3.65)$$

Здесь индекс $l = 1, 2$ характеризует соответствующий экран. Отметим, что смещения образующие аргумент $|\vec{r}_l|$ в уравнении 3.65 складываются как векторные величины, в то же время аргументы, соответствующие различным экранам l полностью независимы.

Несмотря на то, что зависимость структурной функции от $|\vec{r}_i|$ линейна, взаимодействие аргументов может приводить к различной зависимости от Δf . К примеру, в случае если направление дисперсии космической призмы перпендикулярна скорости луча, проходящего через экран, так что $\beta_l \approx \pi/2$ и смещения по частоте и по времени удовлетворяют условиям $\Delta f/f_{Fr} < 1$ и $|\vec{V}\Delta t|/r_{Fr} < 1$, то зависимость $D_I(f)$, в соответствии с Уравнением 3.25, становится квадратичной.

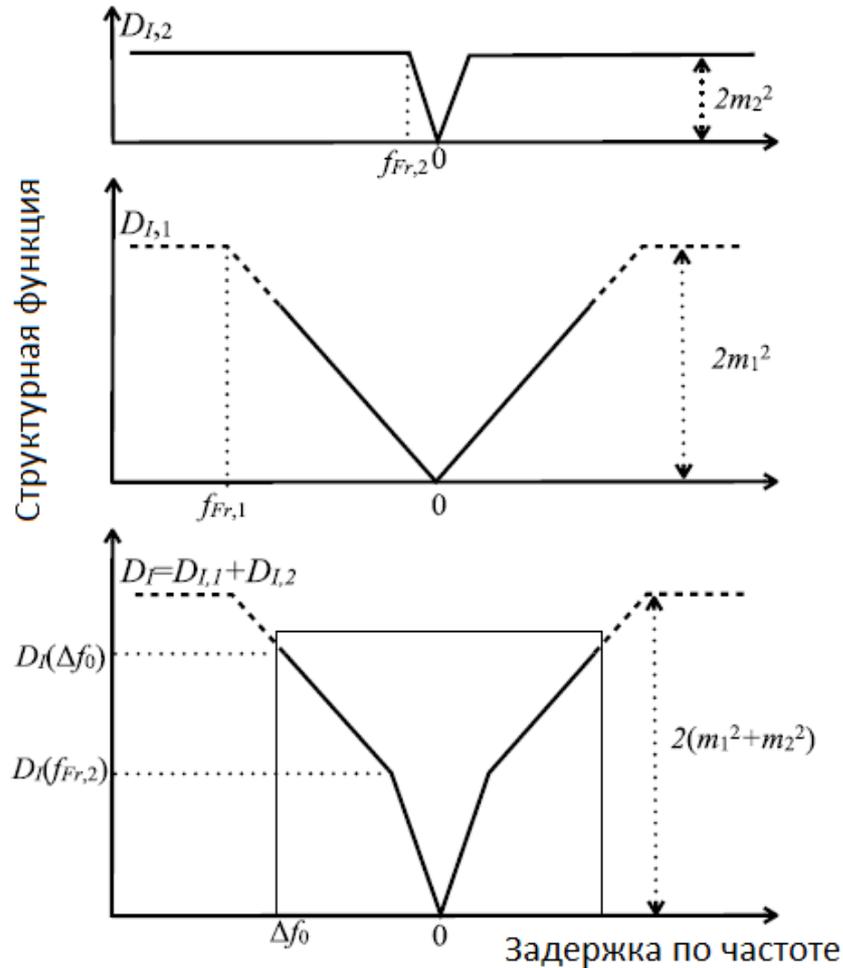


Рисунок 3.5: Схема разделения влияния на структурную функцию эффектов, обусловленных ближним и дальним экранами. Структурная функция для удаленного экрана $D_{I,2}(\Delta f)$ в зависимости от частотного сдвига Δf (верхний график) Структурная функция ближнего экрана $D_{I,1}(\Delta f)$ (средний график). Сумма структурных функций от двух экранов $D_I(\Delta f)$, которой мы моделируем результаты наблюдений на базе Аресибо-Вестерборк (нижний график). Прямоугольник ограничивает область, изображенную на Рис. 3.4. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1].

На базе РадиоАстрон-Аресибо, большая длина базы полностью подавляет узкую структуру и часть широкой структуры (Рис 3.4 нижний график). Поэтому форма структурной функции с увеличением Δt становится квадратичной. Как будет показано ниже, это свидетельствует о том, что база интерферометра перпендикулярна скорости луча относительно более удаленного экрана 2.

Структурная функция на короткой базе складывается из структурных функций, соответствующих отдельным экранам:

$$D_{I,AR-WB} \equiv D_I = D_{I,1} + D_{I,2}$$

Следовательно, на короткой базе Аресибо-Вестерборк структурная функция примет следующий вид:

$$D_I(\Delta f) = \begin{cases} 2m_1^2 \left| \frac{\Delta f}{f_{Fr,1}} \right| + 2m_2^2 \left| \frac{\Delta f}{f_{Fr,2}} \right|, & |\Delta f| < f_{Fr,2} \\ 2m_1^2 \left| \frac{\Delta f}{f_{Fr,1}} \right| + 2m_2^2, & f_{Fr,1} > |\Delta f| > f_{Fr,2} \\ m_1^2 + m_2^2, & |\Delta f| > f_{Fr,1} \end{cases} \quad (3.66)$$

Возрастающий характер структурной функции вплоть до максимального значения $\Delta f_0 = 8$ МГц, которое позволяет полоса приемника шириной 16 МГц, указывает на то, что $f_{Fr,1}$ равно или превышает Δf_0 . При этом возрастающий характер структурной функции виден как на короткой так и на длинной базе, поэтому данные наблюдений не позволяют исследовать третью возможность в уравнении 3.66, $|\Delta f| > f_{Fr,1}$. Из Рис 3.4 (верхний график) видно, что наклон структурной функции на короткой базе меняется на частоте $\Delta f = f_{Fr,2} = 3.1$ МГц (25 каналов), соответствующей масштабу Френеля для экрана 2. Это соответствует переходу от первого варианта ко второму в Уравнении 3.66.

3.3.3 Оценка параметров модели. Характерные масштабы и расстояния.

Из Рис 3.4 видно, что структурная функция D_I приблизительно удваивается между точками, соответствующими значениям $f_{Fr,2} = 3.1$ МГц и $\Delta f_0 = 8$ МГц:

$$D_I(f_{Fr,2}) \approx 0.5 D_I(\Delta f_0) \quad (3.67)$$

Подставив данное выражение для D_I во второй случай Уравнения 3.66 получим:

$$2m_1^2 \frac{f_{Fr,2}}{f_{Fr,1}} + 2m_2^2 \approx 0.5 \left(2m_1^2 \frac{\Delta f_0}{f_{Fr,1}} + 2m_2^2 \right) \quad (3.68)$$

Заметим также, что индекс модуляции за все время наблюдений $m = 0.35$ (Рис 3.2), приблизительно равен $D_I(\Delta f_0)$ из-за того, что полоса приемника накладывает ограничение на индекс модуляции. Таким образом,

$$D_I(\Delta f_0) = 2m_1^2 \frac{\Delta f_0}{f_{Fr,1}} + 2m_2^2 \approx 2m^2 \quad (3.69)$$

Из Уравнений 3.69 и 3.68 найдем m_1 и m_2 :

$$m_1 = \sqrt{\frac{f_{Fr,1}}{2\Delta f_0 + 2f_{Fr,2}}}m \quad (3.70)$$

$$m_2 = \sqrt{\frac{\Delta f_0 - 2f_{Fr,2}}{2\Delta f_0 - 2f_{Fr,2}}}m = 0.15 \quad (3.71)$$

Используя то, что $f_{Fr,1} > \Delta f_0 = 8$ МГц и то, что $f_{Fr,1} < 15$ МГц на частоте 324 МГц [72] (Рис 3.10) можно установить следующие ограничения на m_1 :

$$0.32 < m_1 < 0.43 \quad (3.72)$$

Здесь нижняя граница соответствует нижнему пределу на $f_{Fr,1}$, а верхняя верхнему. Таким образом, модель представляет собою два экрана, причем на обоих реализуется режим слабого рассеяния. Экрану 1 соответствует больший индекс модуляции m_1 и больший частотный масштаб, соответствующий Френелевскому масштабу $f_{Fr,1}$. Это означает, что экран 1 расположен ближе к наблюдателю, чем экран 2 (Уравнения 3.35, 3.36).

Зависимость структурной функции от времени и частоты можно использовать для оценки Френелевских масштабов и расстояний до рассеивающих экранов. Амплитуда узкого компонента структурной функции уменьшается с увеличением сдвига по времени, падая до нуля при $\Delta t = 1000$ сек. Коэффициент кросскорреляции спектров уменьшается с увеличением сдвига по времени и падает в два раза, что уже было показано в Секции 3.3.1 и на Рис 3.3. Это говорит о том, что временной масштаб узкой компоненты, соответствующей экрану 2, менее 1000 сек.

Френелевский масштаб для экрана 1 можно оценить сравнивая структурную функцию при $\Delta f = 0$ и $\Delta f = \Delta f_0$ и при $\Delta t = 1000$ сек. При данном сдвиге по времени структурная функция при $\Delta f = 0$ составляет 0.42 от структурной функции при $\Delta f = \Delta f_0$, что видно на Рис 3.4:

$$D_I(\Delta f = 0, \Delta t = 10^3 \text{ сек}) = 0.42 D_I(\Delta f = \Delta f_0, \Delta t = 0) \quad (3.73)$$

Используя выражение для структурной функции из Секции 3.3.2 и учитывая, что $D_{I,2} = 2m_2^2$ при больших сдвигах по времени, можно переписать Уравнение 3.73 в следующем виде:

$$\left(\frac{V_1 \Delta t}{\rho_{Fr,1}}\right) m_1^2 + 2m_2^2 = 0.42 \left[2 \left(\frac{\Delta f_0}{f_{Fr,1}}\right) m_1^2 + 2m_2^2 \right] \quad (3.74)$$

Отсюда получим выражение для $\rho_{Fr,1}$:

$$\rho_{Fr,1} = \frac{m_1^2 f_{Fr,1} V_1 \Delta t}{0.42 \Delta f_0 m_1^2 - (1 - 0.42) f_{Fr,1} m_2^2} \quad (3.75)$$

Используя уравнение 3.70 выразим m_1 через m и $f_{Fr,1}$ и получим:

$$\rho_{Fr,1} = (1.4 - 2.7) \times 10^5 \text{ км} \quad (3.76)$$

Здесь использовалось ограничение на $f_{Fr,1}$, полученное из наблюдений: $8 \text{ МГц} < f_{Fr,1} < 15 \text{ МГц}$, скорость V_1 была принята равной скорости Земли на дату наблюдений $V_1 = V_{obs} = 41 \text{ км сек}^{-1}$. Используя уравнение Уравнение 3.31 можно найти расстояние до экрана 1, z_1

$$z_1 = k(\rho_{Fr,1})^2 = (4.4 - 16.4) \text{ пк} \quad (3.77)$$

Таким образом, экран 1 расположен очень близко к Земле.

Используя Уравнение 3.35, можно оценить угол преломления:

$$\theta_0 = \frac{\rho_{Fr,1}}{2z_1} \frac{V_0}{f_{Fr,1}} \quad (3.78)$$

$$\theta_0 = (1.1 - 4.4) \text{ мсек дуги} \quad (3.79)$$

Здесь большее значение θ_0 соответствует меньшему значению $f_{Fr,1}$, и, соответственно, экрану ближе расположенному к наблюдателю (меньшее значение z_1).

Используя полученное выше значения для угла преломления и $f_{Fr,2} = 3.1 \text{ МГц}$ из Уравнения 3.36 можно найти z_2 :

$$z_2 = (26 - 170) \text{ пк} \quad (3.80)$$

Диапазон значений величины расстояния до экрана 2 связан с диапазоном возможных значений величины $f_{Fr,1}$, причем меньшее значение расстояния до экрана 2 соответствует меньшему расстоянию до экрана 1. В целом же, высокая неопределенность в положении экранов связана с малым значением величины $f_{Fr,1}$. Экран 2 всегда находится дальше экрана 1 и расстояние до него может составлять значительную часть расстояния от наблюдателя до пульсара, которое составляет 260 пк.

Френелевский масштаб для экрана 2 задается Уравнением 3.33 :

$$\rho_{Fr,2} = (3.5 - 15) \times 10^5 \text{ км} \quad (3.81)$$

Здесь нижняя грань соответствует нижней грани значения $f_{Fr,1}$, верхняя грань верхней.

Необходимо отметить, что определенные значения Френелевских масштабов, расстояний до экранов и угла преломления грубо соответствует тому факту, что узкий компонент структурной функции на базе РадиоАстрон-Аресибо (Рис 3.4 нижний график) подавлен. Из определенных масштабов следует, что данный компонент должен декоррелировать на расстояниях порядка $\rho_{Fr,1}$ или 140000 – 270000 км, в то время как проекция базы в эксперименте составляет 220000 км.

3.3.4 Асимметрия структурной функции. Космическая призма.

Космическая призма рассеивает картину мерцаний в плоскости наблюдателя таким образом, что локальные максимумы и минимумы интенсивности на разных частотах имеют разное положение. В работе [72] было показано, что наблюдается эффект сильного преломления в направлении на пульсар PSR B0950+08, поэтому можно предположить, что угол преломления намного больше чем угол рассеяния на любом из экранов:

$$\begin{aligned} |\vec{\theta}_0| &\gg \Theta_{scat,1} \\ |\vec{\theta}_0| &\gg \Theta_{scat,2}(z - z_2)/z \end{aligned} \quad (3.82)$$

Таким образом, модель межзвездной плазмы в направлении на пульсар PSR B0950+08 можно описать следующими параметрами: $\vec{\theta}_0, \alpha_1, \alpha_2, m_1, m_2, z_1, z_2$.

В случае когда экран движется параллельно направлению рассеяния призмы, наблюдатель видит сдвиг картины мерцаний по частоте с течением времени, который задается \vec{V}_1 и \vec{V}_2 в Уравнениях 3.12 - 3.18. В случае наличия нескольких экранов имеющих различные скорости, наблюдатель будет видеть несколько характерных скоростей изменения дифракционной картины в плоскости наблюдателя.

Сдвиг картины мерцаний по частоте в зависимости от времени или координаты будет приводить к асимметрии по частоте Δf структурной функции $D_{I,l}(\Delta f, \Delta t, \Delta \vec{\rho})$ в случае ненулевого сдвига по времени Δt или конечной длины базы $\Delta \vec{\rho}$. Степень асимметрии увеличивается пропорционально Δt или $\Delta \vec{\rho}$. Для двух экранов с различными скоростями смещение структурной функции $D_{I,1}$ и $D_{I,2}$ увеличивается с разной скоростью. Если экраны движутся в противоположных направлениях относительно на проекции на θ_0 , итоговые смещения будут иметь противоположные знаки.

В качестве примера асимметрии на Рис 3.6 приведены средние структурные функции на базе РадиоАстрон-Аресибо для больших сдвигов по времени. Линия соответствует вписанной параболы при сдвиге по времени $\Delta t = 3000$ сек. Минимум параболы сдвинут на 750 КГц (6 каналов) в направлении $+\Delta f$. Согласно Уравнение 3.23 условие минимума параболы определяется как:

$$\rho_f = -\rho_t \quad (3.83)$$

Здесь $\rho_t = V_1 \cos \beta_1 \Delta t = 1.8 \times 10^9$ см. Используя Уравнения 3.35, 3.69, 3.79 найдем $z_1 \theta_0 = \rho_f \cdot \nu_0 / (2\Delta f)$ Из предыдущего выражения используя известное расстояние до экрана $z_1 = 4.4 - 16.4$ пк, найдем угол преломления $\theta_0 = 1.4 - 5.8$ мсек дуги, что находится в хорошем соответствии со значением, найденным ранее.

По асимметрии структурной функции можно оценить направление преломления призмы и скорости экранов. Из наблюдений на базе Аресибо-Вестерборк, слабая степень асимметрии

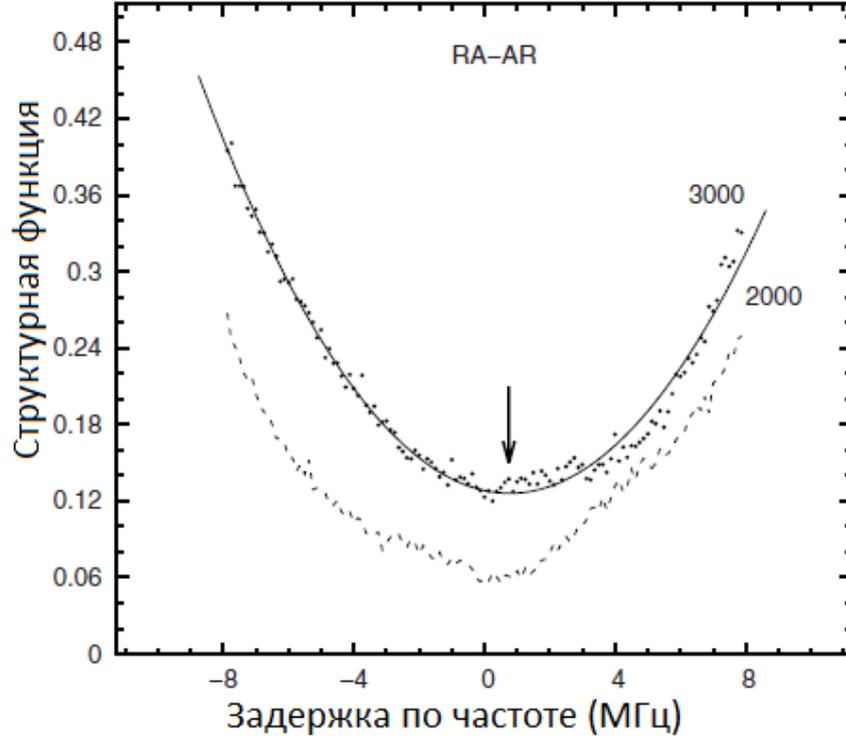


Рисунок 3.6: Средние структурные функции на базе РадиоАстрон-Аресибо для временных сдвигов в 2000 сек и 3000 сек. В структурную функцию для временного сдвига 3000 сек вписана парабола. Минимум вписанной параболы отмечен стрелкой. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1].

структурной функции при условии относительно быстрой декорреляции узкой компоненты на временном масштабе порядка $\Delta t = 1000$ сек (Рис 3.4 верхний график), можно сделать вывод что угол β_1 между векторами $\vec{\theta}_0$ и \vec{V}_{obs} близок к $\pi/2$.

Оценим степень асимметрии количественно как нормированную разницу структурных функций для положительных и отрицательных частотных сдвигов:

$$\mathcal{D}(\Delta f, \Delta t) = \frac{D_I(\Delta f, \Delta t) - D_I(-\Delta f, \Delta t)}{D_I(\Delta f, \Delta t) + D_I(-\Delta f, \Delta t)} \quad (3.84)$$

Для конкретных значений Δt экстремум как функция от Δf определяется как:

$$\delta_{\Delta f} \mathcal{D}(\Delta f, \Delta t) = 0 \quad (3.85)$$

Для моделей со слабым рассеянием, таких как модель из Секции 3.3.2, где структурная функция для каждого экрана имеет единственным минимум и выходит на константу при больших смещениях, экстремум функции \mathcal{D} будет находиться рядом с минимумами структурных функций от индивидуальных экранов.

На Рис 3.7 изображена функция $\mathcal{D}(\Delta f, \Delta t)$ для баз РадиоАстрон-Аресибо и Аресибо-Вестерборк. В обоих случаях степень асимметрии относительно мала $|\mathcal{D}| \ll 1$.

На базе Аресибо-Вестерборк имеется два экстремума при $\Delta f > 0$. Минимум при относительно большом значении $\Delta f_1 \approx 3$ МГц, и максимум при меньшем значении $\Delta f_2 \approx 1$ МГц.

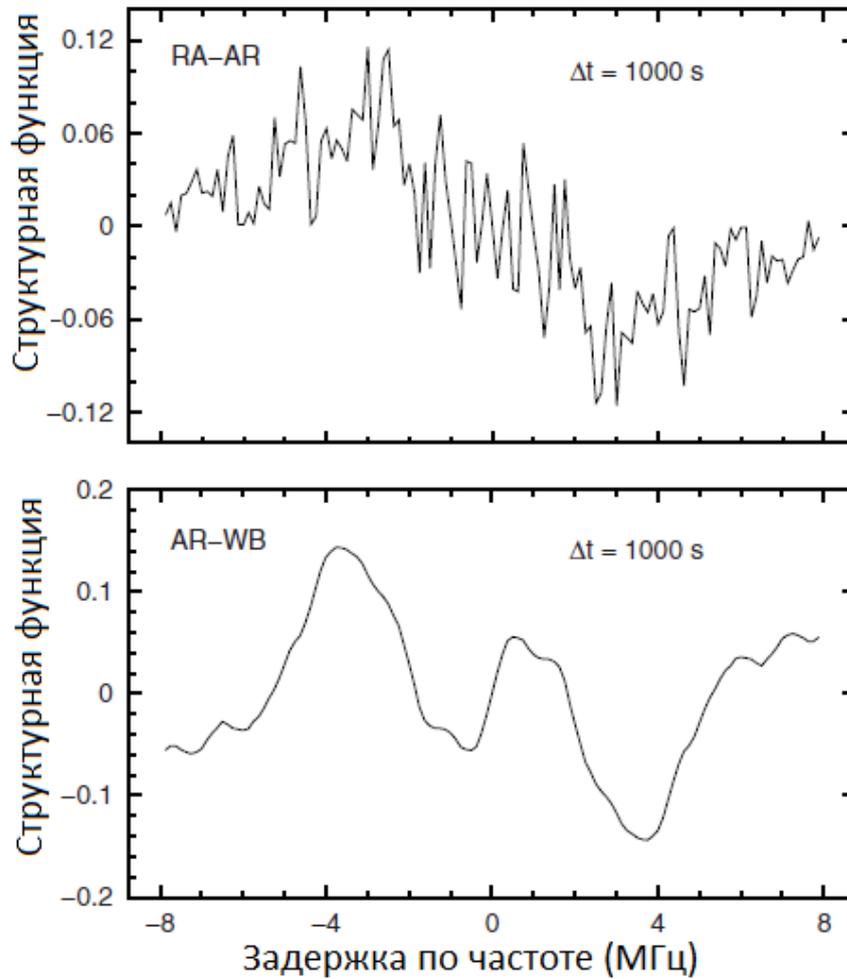


Рисунок 3.7: Отношение разницы структурных функций для положительных и отрицательных частотных сдвигов к их сумме в зависимости от частотного сдвига: для базы РадиоАстрон-Аресибо(верхний график) и Аресибо-Вестерборк(нижний график). Временной сдвиг 1000 сек. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1].

Наличие как максимума, так и минимума говорит о том, что скорости двух экранов имеют различный знак при проекции на направление дисперсии, т.к. они движутся в противоположных направлениях по частоте с увеличением времени. Для короткой базы $\Delta\rho_{AW} \approx 0$, что изображено на Рис 3.8.

На длинной базе РадиоАстрон-Аресибо есть только один минимум с положением близким к Δf_1 . В предположении о том, что короткая база чувствительна как к широкополосным мерцаниям (на ближайшем к наблюдателю экране 1), так и к узкополосным мерцаниям (на более удаленном экране 2), в то время как длинная база чувствительна только к широкополосному компоненту, можно сделать вывод о том, что минимум при большом частотном сдвиге Δf_1 связан с экраном 1, в то время как максимум при малом сдвиге Δf_2 связан с экраном 2.

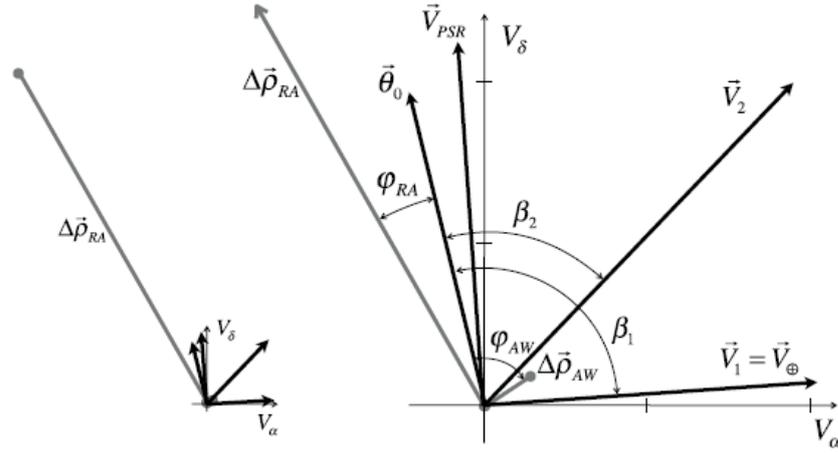


Рисунок 3.8: Векторы в картинной плоскости, изображающие направление скорости пульсара V_{PSR} , направление градиента преломляющего клина θ_0 , скорость Земли на эпоху наблюдений $V_{obs} = V_1$, скорость луча относительно экрана 2, V_2 , и направление баз интерферометра $\Delta\vec{\rho}_{RA}$ и $\Delta\vec{\rho}_{AW}$, выраженные в единицах скорости: $\Delta\vec{\rho}/10^3$. Длина вектора θ_0 выбрана произвольно. На левом и правом графике изображены одни и те же вектора, но масштабы графиков, для удобства, отличаются в 5 раз. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1].

3.3.5 Направление распространения луча относительно экранов

Из Уравнения 3.84 с учетом геометрии и структурной функции простой формы рассмотренной выше, для случая $\rho_{Fr,2}/V_2 < \Delta t < \rho_{Fr,1}/V_1$ (Рис 3.7) можно оценить функцию асимметрии для короткой базы Аресибо-Вестерборк, для которой $|\Delta\vec{\rho}_{AW}| < \rho_{Fr,2}$. Структурная функция достигает своего максимального значения:

$$\mathcal{D}(\Delta f, \Delta t) \approx \left(\frac{m_2}{m_1}\right)^2 \left(\frac{\rho_{Fr,1}}{\rho_{Fr,2}}\right) \cos \beta_2 \approx 0.05 - 0.1 \cos \beta_2 \quad (3.86)$$

Как видно из нижнего графика Рис 3.7, измеренное значение максимума функции \mathcal{D} в точке Δf_2 :

$$\mathcal{D}(\Delta f_2, \Delta t = 10^3 \text{ сек}) \approx 0.05 \quad (3.87)$$

Комбинируя уравнения 3.86 и 3.87 и используя ограничения на $\Delta f_{Fr,1}$, получим угол между векторами θ и V_2 :

$$0^\circ \leq \beta_2 \leq 60^\circ \quad (3.88)$$

Подобным образом можно найти минимум функции асимметрии:

$$\mathcal{D}(\Delta f, \Delta t) \approx \cos \beta_1 \quad (3.89)$$

В нашем случае (Рис 3.7, нижний график):

$$\mathcal{D}(\Delta f_1, \Delta t = 10^3 \text{ сек}) \approx -0.15 \quad (3.90)$$

Угол между векторами $\vec{\theta}_0$ и \vec{V}_1 :

$$\beta_1 \approx 100^\circ \quad (3.91)$$

Для наземно-космической базы длиной $|\Delta \vec{\rho}_{RA}| = 220000$ км, значение функции асимметрии в ее минимуме задается выражением:

$$\mathcal{D}(\Delta f, \Delta t) \approx (|\vec{V}_{obs}| \Delta t / \Delta \rho) \cos \beta_1 \approx 0.2 \cos \beta_1 \quad (3.92)$$

Из Рис 3.7 (верхний график):

$$\mathcal{D}(\Delta f_1, \Delta t = 10^3 \text{ сек}) \approx -0.04 \quad (3.93)$$

Итоговое значение $\cos \beta_1 \approx -0.2$ находится в хорошем соответствии со значением, полученным с короткой базы.

На Рис 3.8 изображены полученные скорости и углы преломления в сравнении с векторами базы для сдвига по времени $\Delta t = 10^3$ сек и скоростью пульсара. Различие углов β_1 и β_2 указывает на существование двух пространственно разнесенных преломляющих экранов. Скорость \vec{V}_2 складывается из скоростей наблюдателя \vec{V}_{obs} и собственной скорости пульсара \vec{V}_{PSR} . То что экран 2 находится примерно по середине расстояния до пульсара $z_2 = 0.5Z$, дает угол $\beta_2 = 55^\circ$. Для расстояний до экрана до 170 пк, скорость пульсара может приводить к увеличению компоненты скорости \vec{V}_2 по склонению до 70 км/сек. Векторы баз изображены как скорости с длиной базы деленной на 10^3 сек.

3.3.6 Функция когерентности. Ближний экран.

Средний модуль корреляционной функции был вычислен путем усреднения обратных преобразований Фурье от комплексных спектров за все время наблюдений. В то время как структурная функция дает статистически достоверную информацию о мелкомасштабной частотной структуре, обусловленной удаленным слоем рассеивающей плазмы, функция когерентности позволяет получить детальную информацию о ближнем слое. Временная задержка τ , выраженная в мкс, соответствует $1/\Delta f$, где Δf частотный сдвиг в спектре, выраженный в МГц. Предельное разрешение по временной задержке определяется шириной полосы приемника и в наших наблюдениях составляет 0.0625 мкс. На Рис 3.9 изображена средняя функция когерентности для базы Аресибо-Вестерборк (верхний график) и РадиоАстрон-Аресибо (нижний график).

Необходимо отметить, что для некоторых индивидуальных импульсов фаза максимума корреляционной функции отличалась от фазы большинства импульсов. Данная особенность связана с ошибками работы регистратора сигнала со спутника (сдвиги). Данная пробле-

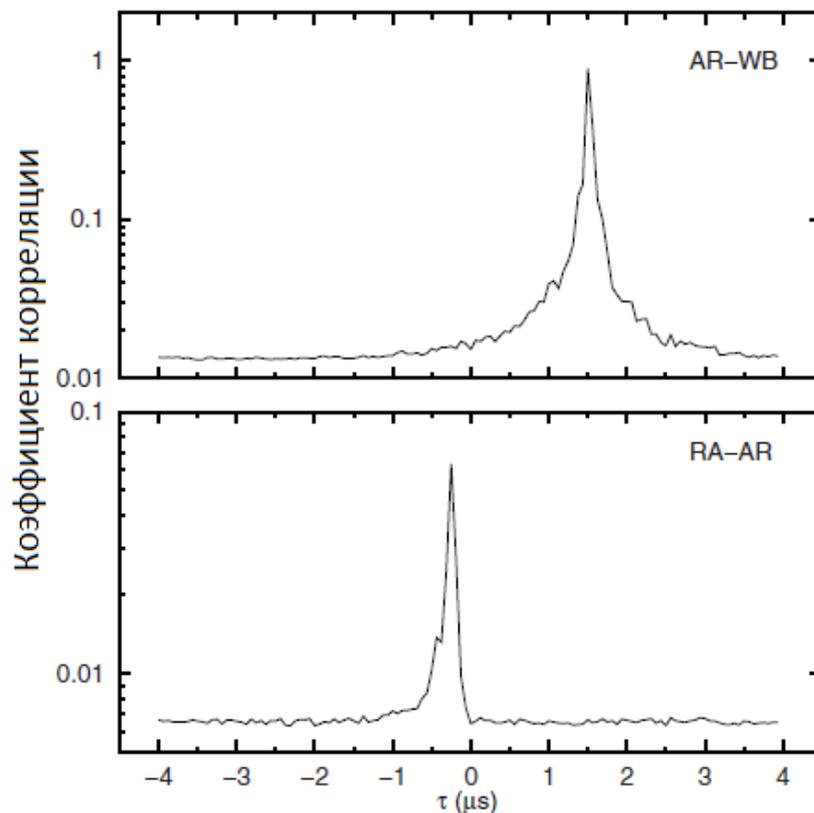


Рисунок 3.9: Средние функции когерентности: для базы Аресибо-Вестерборк (верхний график) и РадиоАстрон-Аресибо (нижний график). Ось ординат соответствует амплитуде в логарифмическом масштабе. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1].

ма была устранена в последующих экспериментах еще в 2012 году. Однако при обработке данных данного эксперимента проблема имела место быть и для исключения ее влияния использовались только импульсы с одним и тем же положением максимума.

Функция когерентности имеет две компоненты: узкую, неразрешенную, соответствующую нерассеянному излучению и широкий, симметричный компонент, соответствующий рассеившемуся излучению, который имеет форму $\langle |P_I(\tau)| \rangle \sim \tau^{-(\alpha+1)/2}$ для степенного спектра (Уравнения 3.47, 3.49). Вариации при малой задержке τ отражают влияние ближнего слоя, в то время как вариации при больших задержках отвечают за эффект от более удаленного слоя. Симметричная структура рассеянной компоненты указывает на сильное преломление и демонстрирует то, что угол рассеяния намного меньше угла преломления.

На Рис 3.10 изображена временная функция когерентности, пронормированная на максимальное значение. Влияние шума оценивалось по среднему значению последних 20 точек и уровень шума был вычтен из данных. Линии соответствуют вписанному наилучшим образом степенному закону. Для вписывания использовались только точки с высоким соотношением сигнал/шум. Показатели степени, определенные по линиям $n_1 = 1.00 \pm 0.04$ для базы Аресибо-Вестерборк и $n_2 = 0.93 \pm 0.05$ для базы РадиоАстрон-Аресибо. Таким образом, спектр мощности от флуктуаций электронной плотности похож для обоих экранов. Показа-

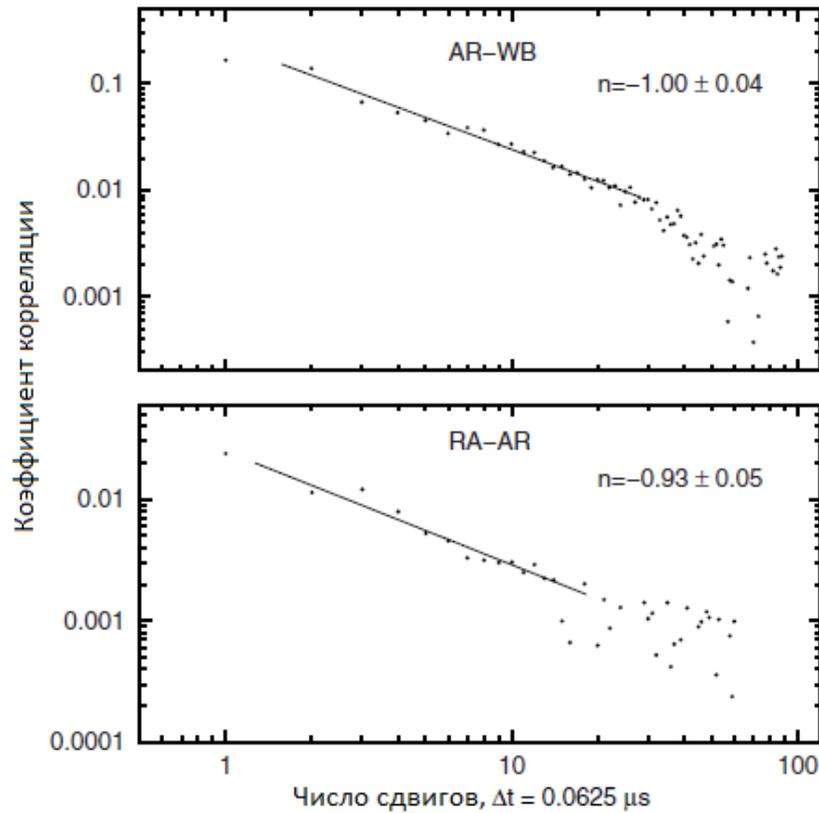


Рисунок 3.10: Основная часть функции когерентности, представленной на Рис 3.9, изображенная в двойном логарифмическом масштабе. Уровень шума вычтен. Линия соответствует вписыванию степенного закона по точкам с малым влиянием шума.

Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1].

тель степени $\gamma = 3.00 \pm 0.08$ Уравнения 3.9,3.47,3.49. Данное значение находится в хорошем соответствии со значением $\gamma = 3.00 \pm 0.05$, полученным [72] из анализа мерцаний на частотах от 40 до 112 МГц.

3.3.7 Распределение плазмы в направлении пульсара B0950+08: Основные результаты

Качественная разница формы структурных функций на длинной и короткой базах, показанная на Рис 3.4, указывает на наличие двух рассеивающих слоев плазмы в направлении луча зрения на пульсар. Анализ частотных и временных масштабов мерцаний позволил определить расстояния до рассеивающих экранов, которые составили 4.4 – 16.4 пк и 26 – 170 пк. Ближний слой плазмы оказывает основное влияние на временную структуру мерцаний, в то время как на частотную структуру мерцаний оказывают существенное влияние оба слоя. Проекция компонент скоростей двух слоев плазмы, дальнего и ближнего, направленных по лучу зрения на направление преломления космической призмы составляют соответственно 20 км/сек и -8 км/сек. С учетом поправок на скорости Земли и пульсара, данные значения скоростей находятся в хорошем соответствии с типичными значениями скоростей межзвездных облаков.

Расстояние до дальнего экрана указывает на то, что он может находиться на внешней границе локального пузыря, которая в направлении на пульсар B0950+08 находится примерно на этом же расстоянии. [78, 79]. Расстояние до ближнего экрана указывает на то, что он может находиться на ионизованной поверхности ближайшего молекулярного облака. Подобный близкий экран наблюдался в направлении пульсара ранее [80].

Из анализа временной функции когерентности, описанной теоретически в Секции 3.1.7 и вычисленной для данных наблюдений в Секции 3.3.6, был изучен спектр флуктуаций плотности для обоих рассеивающих слоев. Было показано, что спектр флуктуаций плотности является степенным с показателем степени $\gamma_1 = \gamma_2 = 3.00 \pm 0.08$. Данные значения отличаются от значения для Колмогоровского спектра $\gamma = 11/3$. Необходимо отметить, что Колмогоровский спектр довольно хорошо описывает более удаленную рассеивающую среду. Однако, результаты наблюдений говорят о том, что близкая среда имеет более плоский спектр.

Из асимметрии структурной функции было получено доказательство существования преломляющего клина плазмы, или "космической призмы". Рефракция приводит к умеренной модуляции интенсивности мерцаний с индексом $m = \Delta I/I < 1$ в сочетании с узкой полосой частот мерцаний $\Delta\nu/\nu_0 < 1$. Обычно $m < 1$ является характеристикой слабых мерцаний, в то время как $\Delta\nu/\nu_0 < 1$ характеризует сильные мерцания. Однако, если характерная величина угла преломления космической призмы θ_0 больше характерной величины угла дифракционных мерцаний, $\theta_0 \gg \Theta_{scat}$, то частотная структура мерцаний формируется частотной зависимостью смещения луча и два этих условия могут существовать одновременно. Описывающие данный процесс уравнения были даны в Секциях 3.1.3 и 3.1.4, параметры же космической призмы по данным наблюдений были вычислены в Секциях 3.3.3 и 3.3.4. Также для пульсара B0950+08 был оценен угол преломления $\theta_0 = (1.1 - 1.4)$ мсек дуги. Было определено направление преломления, которое оказалось практически перпендикулярным скорости наблюдателя.

3.4 Структура межзвездной плазмы в направлении на пульсар 1919+21

3.4.1 Динамический спектр пульсара 1919+21

Коррелятором были сформированы комплексные кросс спектры для окон сигнала и шума, всех сканов и между всеми парами телескопов. Далее, для увеличения соотношения сигнал-шум при анализе кросс спектры были усреднены по 4 импульса. Для того, чтобы получить динамический спектр из комплексных кросс спектров использовалась только амплитуда. Также была применена коррекция на форму полосы пропускания, используя кросс спектры из окна шума. Для того, чтобы уменьшить влияние широкополосных вариаций интенсивности пульсара от импульса к импульсу, каждый спектр был пронормирован на стан-

PSR B1919+21

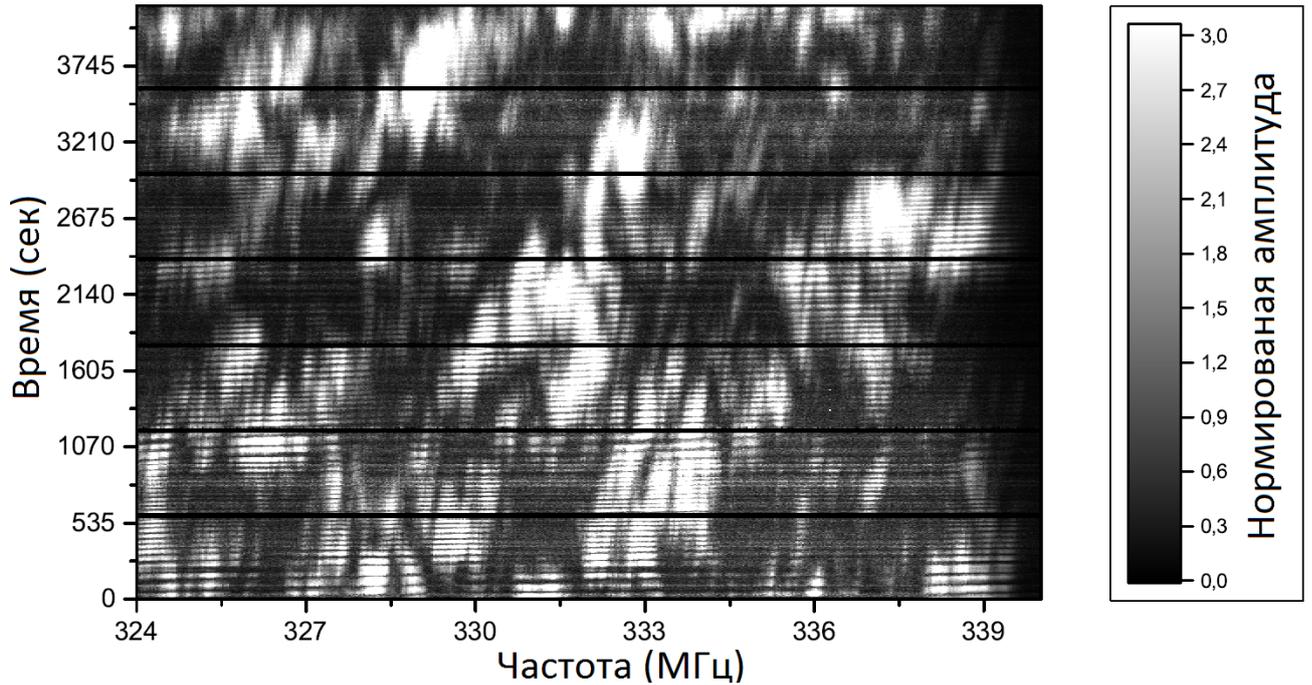


Рисунок 3.11: Динамический спектр пульсара PSR B1919+21 на наземной базе GB-WB на частоте 324 МГц. Цветом показана нормированная амплитуда. Неопубликованный материал. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4].

дартное отклонение $\sigma(t)$. На Рис 3.11 изображен нормированный динамический спектр мерцаний пульсара PSR1919+21 на базе Грин Банк - Вестерборк (GB-WB). На рисунке хорошо заметны крупномасштабные наклонные структуры (наклонные полосы), масштаб которых по частоте составляет $df = 1 - 1.5$ МГц и по времени $dt \approx 1000$ сек. Дифракционные пятна сильно вытянуты вдоль оси $f = (df/dt)t$. Данный наклон указывает на то, что в частотно-временной области структура мерцаний определяется преломлением на космической призме. Черные полосы параллельные оси частот соответствуют интервалам времени, когда сигнал не регистрировался, значения в этой области равны нулю. Узкие горизонтальные серые полосы обусловлены собственной переменностью излучения пульсара от импульса к импульсу.

3.4.2 Сдвиг картины мерцаний и два частотных масштаба.

Для того чтобы опеределить скорость дрейфа дифракционной структуры, вычислим положение максимума средней кросс корреляционной функции между спектрами, разнесенными на времена kP_1 , где $k = 1, 2, \dots$ и P_1 период пульсара. Были обнаружены три независимые полосы с ожидаемым наклоном $\Delta f / \Delta t = 1.5$ МГц/1000 сек. На Рис 3.12 показаны спектры нескольких сильных импульсов пульсара в разные моменты времени, время прошедшее между импульсами на рисунке увеличивается снизу вверх.

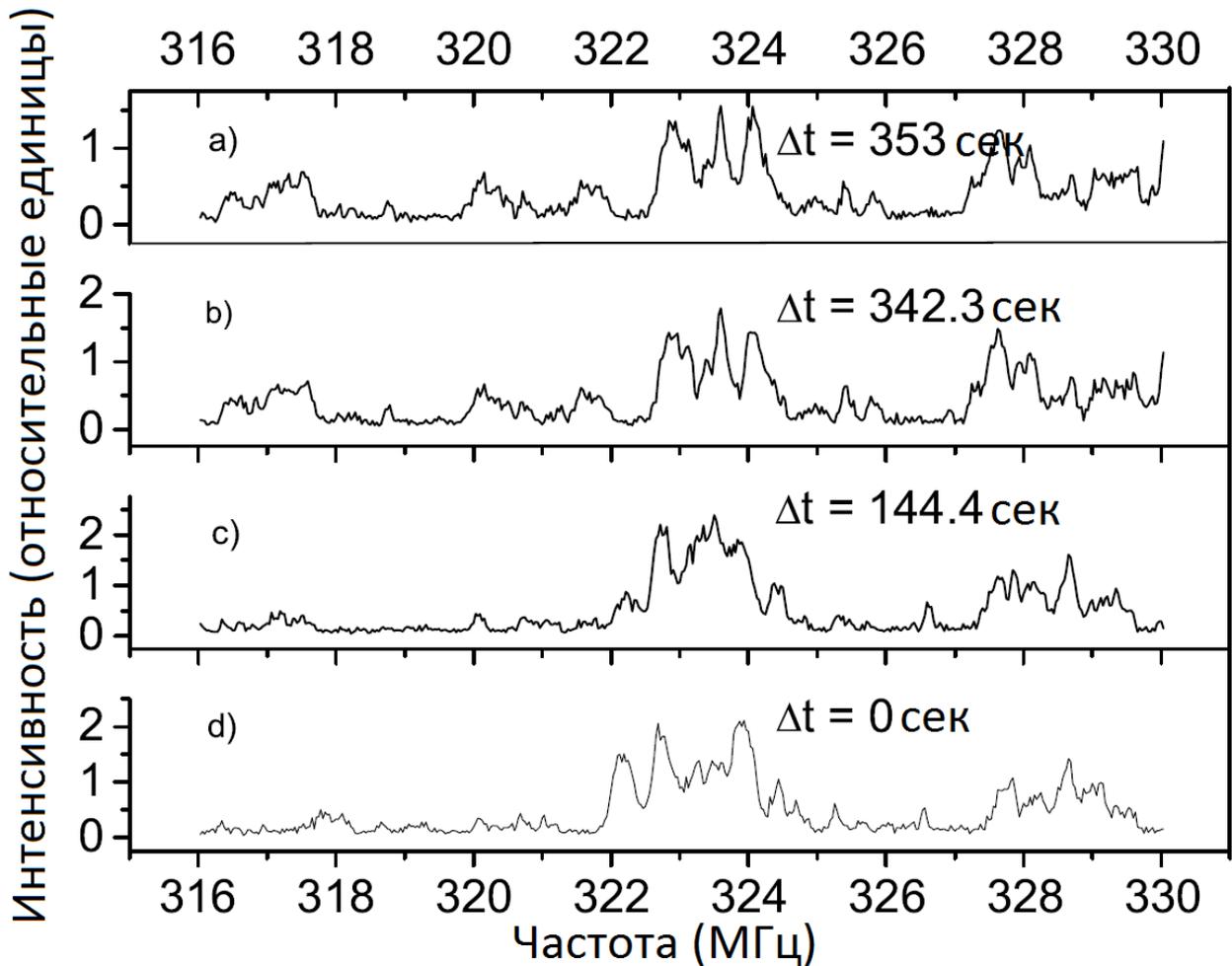


Рисунок 3.12: Индивидуальные импульсы пульсара, разнесенные по времени на различное число секунд относительно нижнего спектра. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4].

На спектрах индивидуальных импульсов хорошо видны два частотных масштаба: мелко-масштабный порядка 400 КГц и крупномасштабный порядка 1500 КГц (ширина на полувысоте). При небольшом разнесении по времени (спектры а и б на рисунке, между которыми всего 11 сек) структура сохраняется. При большем разнесении по времени (спектры б и с, между которыми 200 сек) мелкомасштабная структура меняется, но крупномасштабная структура сохраняется. Индекс модуляции, определяемый как $m(t) = \sigma(t) / \langle I \rangle_f(t)$, меняется в пределах от 0.7 до 1.0 на масштабе времени порядка 500 сек. Факт того, что индекс модуляции меняется в таких широких пределах, говорит о том, что статистика недостаточна для определения корректного значения $m(t)$. Однако, т.к. индекс модуляции близок к 1 можно сделать вывод о том, что в направлении на пульсар PSR1919+21 реализуется модель сильного рассеяния.

Из корреляционного анализа динамических спектров можно определить частотный масштаб мерцаний, Δf_{dif} . На Рис 3.13 показана средняя автокорреляционная функция (АКФ), усредненная за все время наблюдений. На наземной базе влияние шума невелико и, кроме того, необходимо учитывать влияние ионосферы. Поэтому АКФ вычислялась обычным

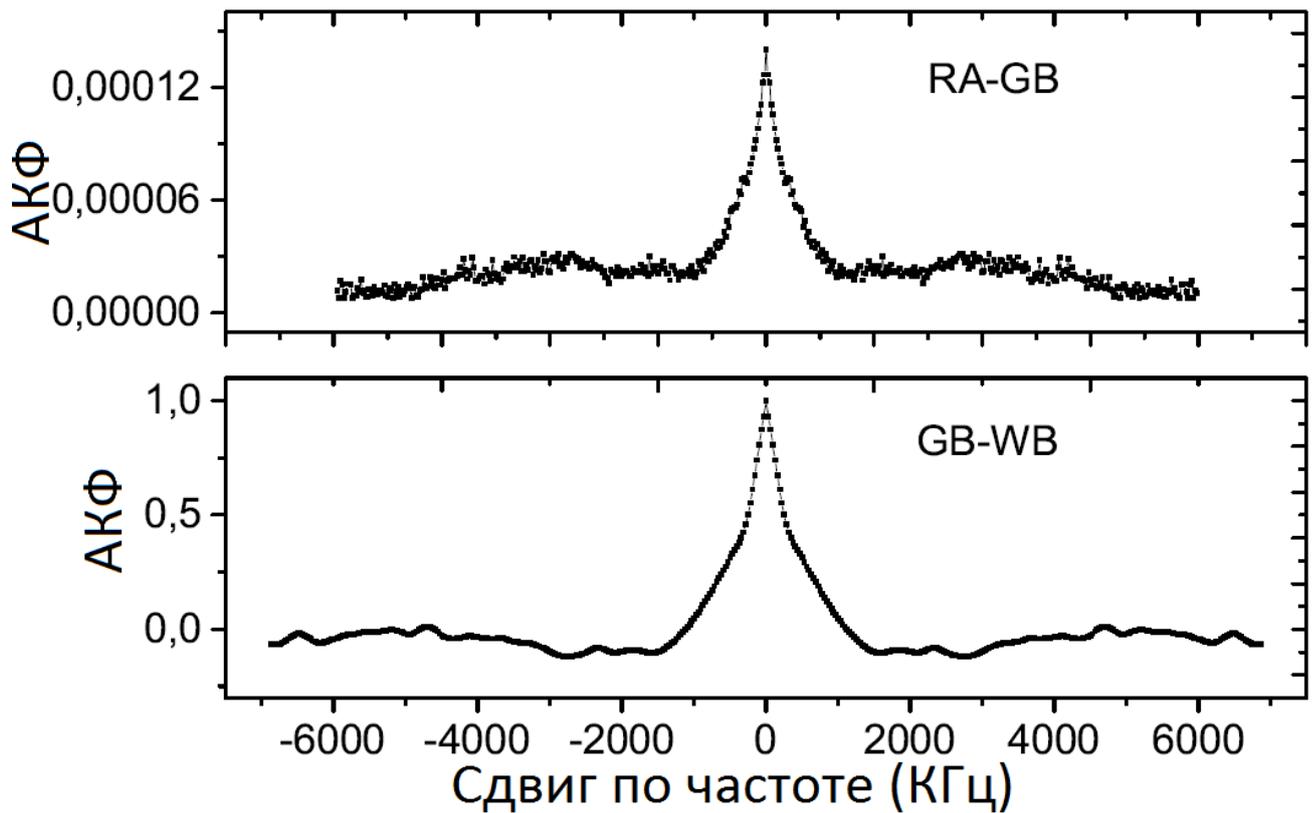


Рисунок 3.13: Средние автокорреляционные функции (АКФ) за все время наблюдений для наземно-космической (RA-GB, верхний график) и наземной (GB-WB, нижний график) баз.

Для вычисления АКФ на наземно-космической базе использовалось 3.59. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А4].

способом. На наземно-космической базе для получения АКФ вычислялся модуль средней корреляционной функции от комплексного кросс спектра (Секция 3.1.8). Данную процедуру имеет смысл использовать в случае, когда уровень шума превышает уровень сигнала или сопоставим с ним. Также необходимо чтобы эффекты ионосферы были малы. Данные условия при наблюдении пульсара PSR1919+21 реализуются на наземно-космической базе.

Видимый излом в угле наклона АКФ при частотном сдвиге около ± 300 КГц на наземной базе (GB-WB: Рис 3.13 нижний график) указывает на наличие двухмасштабной структуры. В то же время отсутствие излома на наземно-космической базе свидетельствует о наличии лишь мелкомасштабной структуры. Для того чтобы определить ширины и относительные амплитуды этих структур, в данные наземной базы была вписана сумма экспоненты и гауссианы. Полученные масштабы составили: $\Delta f_{dif} = 330$ КГц и $\delta f_{wide} = 700$ КГц (полуширина на уровне половеыоты). Относительные амплитуды мелкомасштабной и крупномасштабной структур составили, соответственно, 0.84 и 0.15. Как показано в Секции 3.4.5, мелкомасштабная структура соответствует рассеянию излучения на удаленном слое турбулентной плазмы в виде дифракционных мерцаний, в то время как крупномасштабная структура соответствует слабым мерцаниям на слое плазмы, расположенном рядом с наблюдателем.

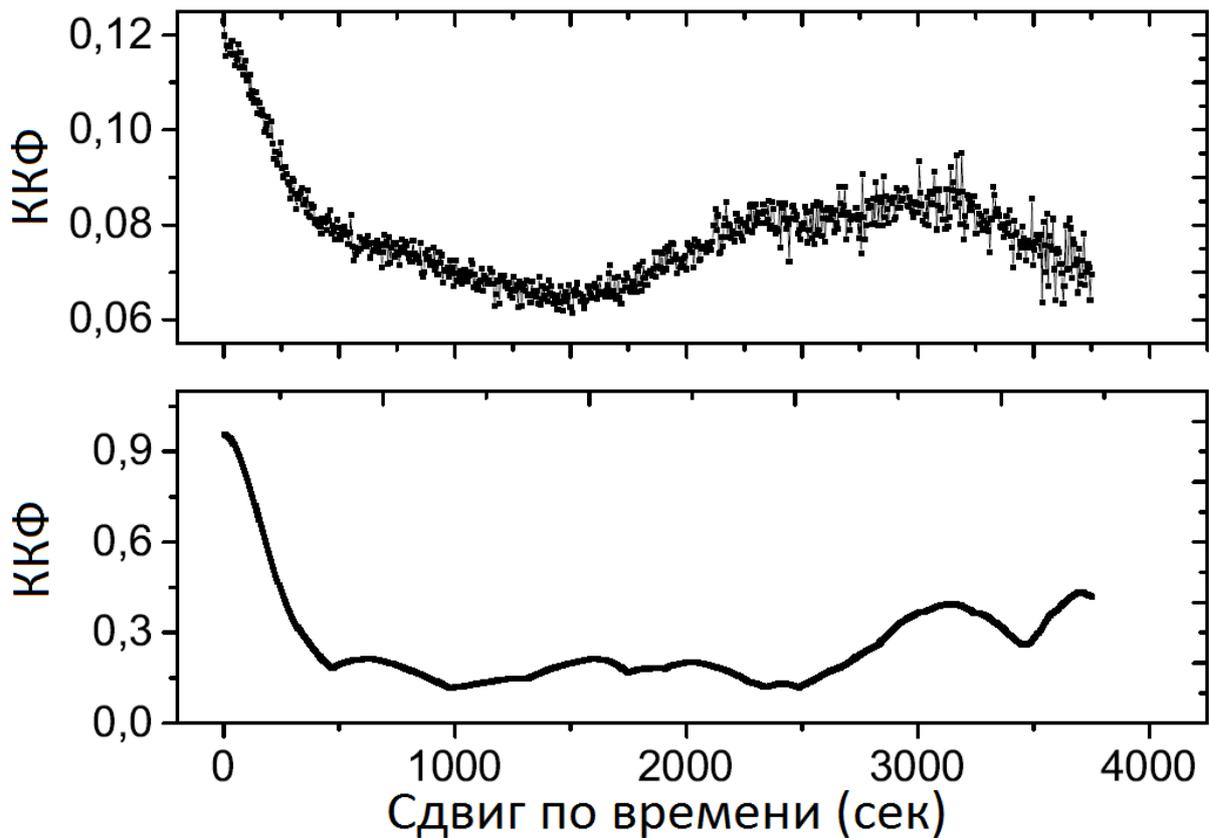


Рисунок 3.14: Зависимость среднего коэффициента кросс-корреляции между парами спектров, разнесенных на интервал времени $\Delta t = 4P_1k$, $k = 1, 2, \dots$ от величины этого интервала для наземно-космической (верхний график) и наземной (нижний график) баз. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4].

На Рис 3.14 показан средний коэффициент кросс корреляции как функция от временного сдвига между парами спектров на наземно-космической (сверху) и наземной (снизу) базах. Временной сдвиг $\Delta t = 4P_1k$, где $k = 1, 2, \dots$. Обе базы демонстрируют один и тот же масштаб мерцаний: $\Delta t_{dif} = 290$ сек (определено как задержка при изменении пиковой амплитуды на $1/e$).

3.4.3 Влияние ионосферы на данные наблюдений PSR B1919+21

На Рис 3.18 отображены значения реальной и мнимой частей интерферометрического отклика для одного выбранного частотного канала как функция времени: $\text{Re}[I(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f, t)]$ (верхний график) and $\text{Im}[I(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f, t)]$ (нижний график). Помимо флуктуаций амплитуды, соответствующих динамическому спектру, на графиках видны периодические флуктуации с характерным периодом около 70 сек, сдвинутые по фазе на 90° . Данные флуктуации вызваны изменением ионосферы с течением времени. Поэтому при анализе данных наземного интерферометра можно работать только с амплитудой кросс-спектра. В случае наземно-

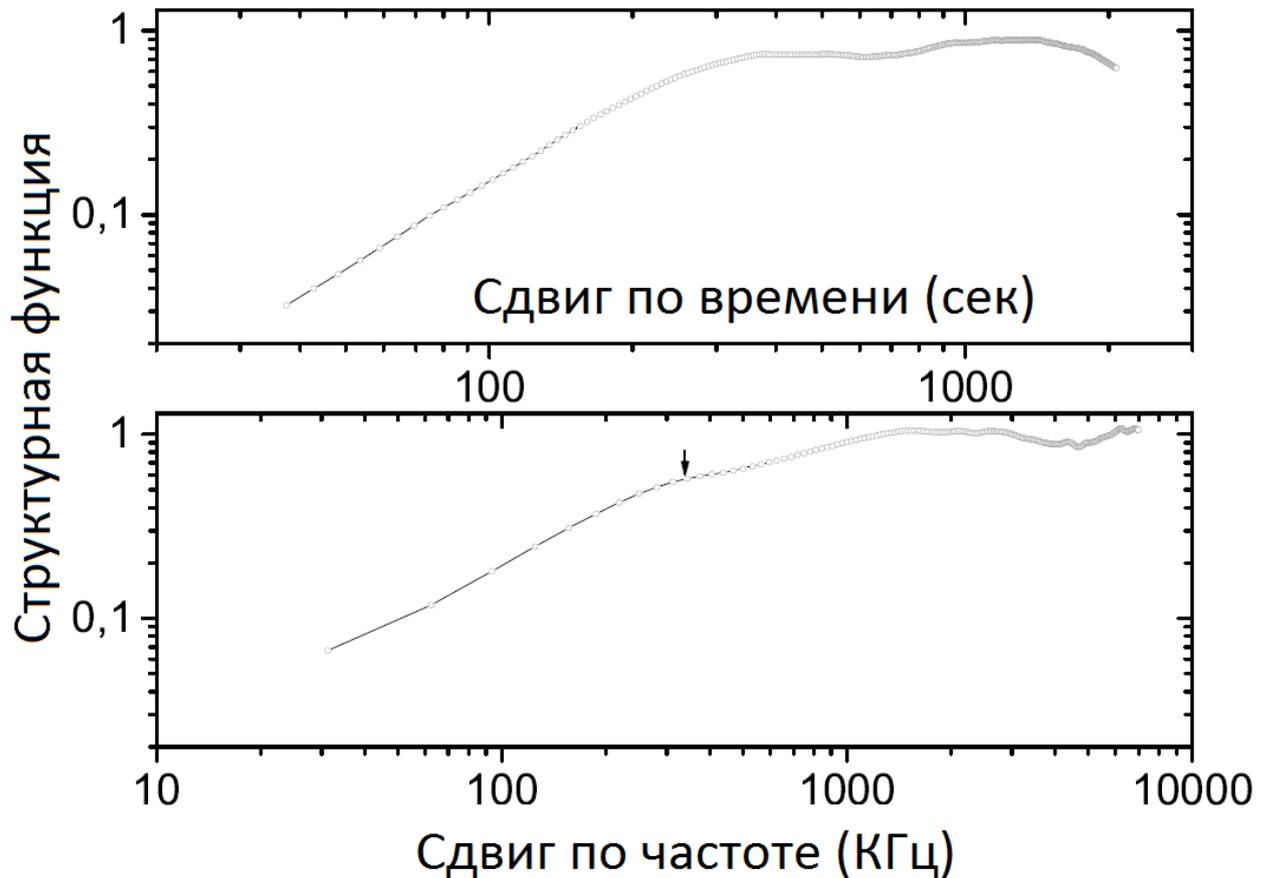


Рисунок 3.15: Средние временная (верхний график) и частотная (нижний график) структурные функции флуктуаций интенсивности на наземной базе (GB-WB), представленные в двойном логарифмическом масштабе. Стрелкой отмечен излом структурной функции при частотном сдвиге в 300 КГц. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4].

космического интерферометра влияние ионосферы существенно меньше, и, как будет показано ниже, можно анализировать комплексные кросс-спектры.

На Рис 3.13 (верхний график) показана амплитуда средней корреляционной функции I на наземно-космической базе, определенная в уравнении 3.10. $\varphi_1(\Delta f)$ - отношение мнимой части второго момента к его амплитуде. Функция $\varphi_1(\Delta f)$ пропорциональна $\varphi(\Delta f) * \sin[-\Delta f/\nu_0(\Delta S_{ion,0} + \Delta S_{ref,0})]$.

На Рис 3.19 показаны функции $J_2(\Delta f)$ и $\varphi_1(\Delta f)$ для наземного интерферометра и функция $\varphi_1(\Delta f)$ для наземно-космического интерферометра. Видно, что на наземном интерферометре ионосферная фаза больше и с изменением частоты меняется более быстро, чем на наземно-космическом.

Значение $\varphi_1(\Delta f)$ обращается в ноль при $\Delta f = 0$, из-за фактора $\sin[-\Delta f/\nu_0(\Delta S_{ion,0} + \Delta S_{ref,0})]$. Однако нули функции $\varphi_1(\Delta f)$ для наземного интерферометра при $\Delta f = \pm 3$ МГц определяются $\varphi(\Delta f)$. Если положить аргумент φ в уравнении 3.58 равным π при $\Delta f = 3$ МГц, получим $\Delta S_{ion,1} \approx 600$ радиан для наземного интерферометра и $\Delta S_{ion,1} \leq 200$ ра-

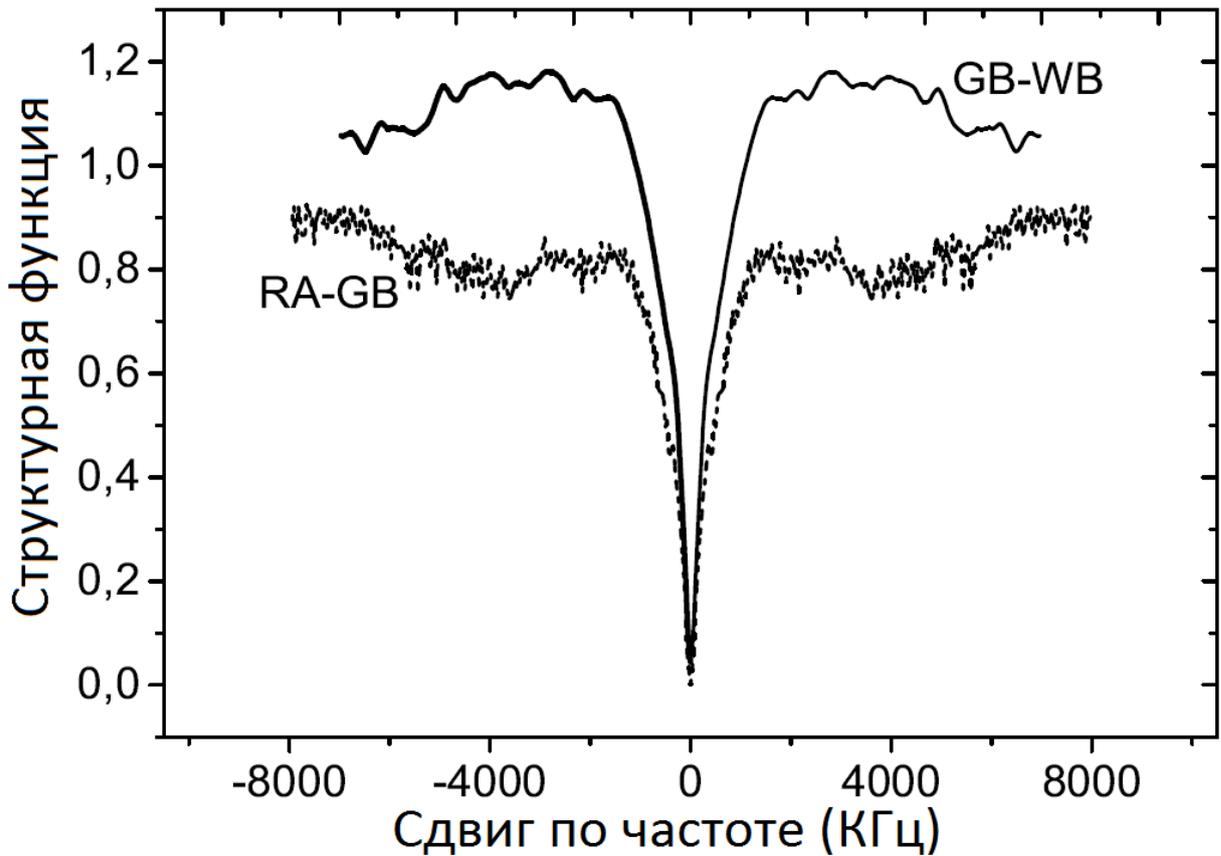


Рисунок 3.16: Нормированная частотная структурная функция флуктуаций интенсивности на наземной (GB-WB) и космической базах (RA-GB) при нулевом временном сдвиге. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4].

диан для наземно-космического. Данные значения означают, что фаза отклика наземного интерферометра сильно возмущена ионосферной фазой, но в то же время амплитуда сигнала значительно превышает уровень шума. Таким образом, можно использовать уравнение 3.60 для вычисления корреляционной функции флуктуаций амплитуды на наземной базе. В случае наземно-космического интерферометра ситуация обратная: уровень шума превышает амплитуду сигнала, что не позволяет напрямую воспользоваться уравнением 3.60. Однако, можно пренебречь ионосферными возмущениями фазы отклика интерферометра, что позволяет использовать уравнение 3.59 для определения корреляционной функции флуктуаций амплитуды на наземно-космической базе.

3.4.4 Структурная функция флуктуаций отклика интерферометра.

Как было показано выше, в Секции 3.1.4, структурная функция может быть получена из корреляционной. Структурную функцию от частоты Δf и времени Δt для наземно-космической базы \vec{b}_s можно выразить через $J_1(\vec{b}_s, \Delta f = 0, \Delta t = 0) - J_1(\vec{b}_s, \Delta f, \Delta t)$. Пронорми-

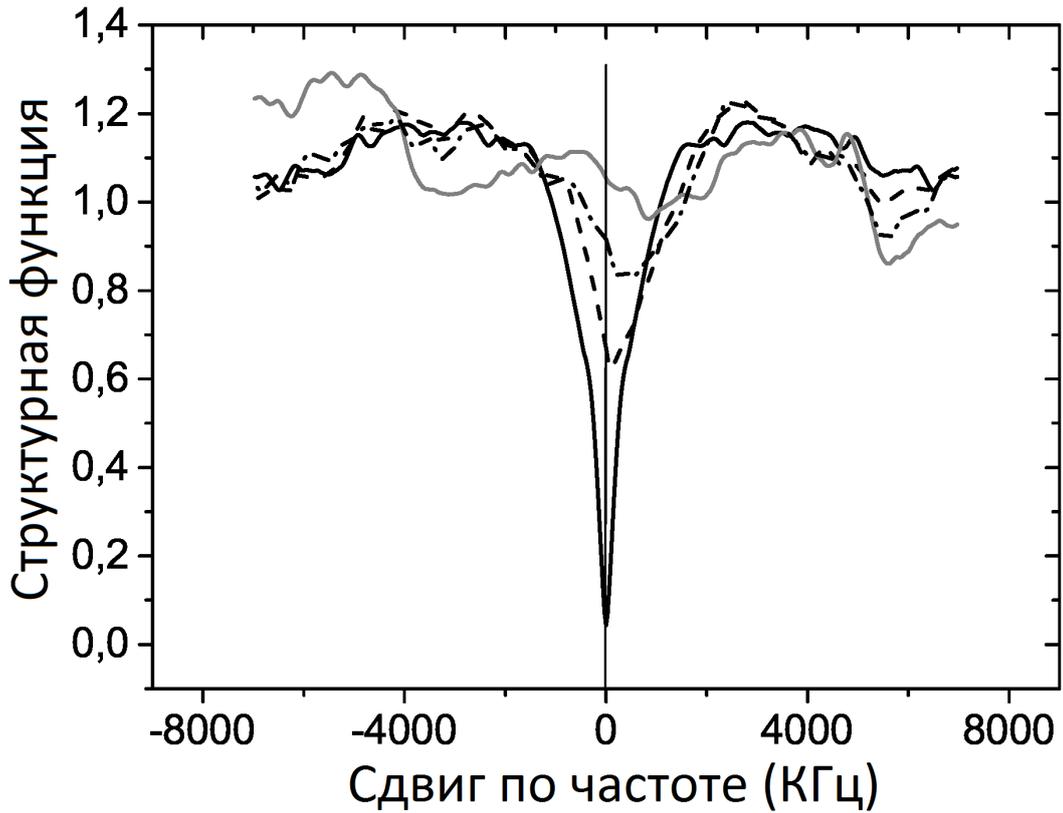


Рисунок 3.17: Средняя структурная функция флуктуаций интенсивности, вычисленная по спектрам с различными временными сдвигами: черная сплошная линия $\Delta t = 4P_1$; пунктирная линия $\Delta t = 200P_1$; точечно-пунктирная линия $\Delta t = 320P_1$; серая сплошная линия $\Delta t = 640P_1$. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4].

руем это выражение на $J_1(\vec{b}_s, \Delta f = 0, \Delta t = 0) - J_1(\vec{b}_s, \Delta f = \Delta f^*, \Delta t = 0)$, где $\Delta f^* \gg \Delta f_{dif}$. Таким образом, структурная функция для наземно-космической базы:

$$SF_s(\vec{b}_s, \Delta f, \Delta t) = \frac{[J_1(\vec{b}_s, \Delta f = 0, \Delta t = 0) - J_1(\vec{b}_s, \Delta f, \Delta t)]}{[J_1(\vec{b}_s, \Delta f = 0, \Delta t = 0) - J_1(\vec{b}_s, \Delta f^*, \Delta t = 0)]} \quad (3.94)$$

Аналогично, нормированная структурная функция для наземной базы \vec{b}_g :

$$SF_g(\vec{b}_g, \Delta f, \Delta t) = \frac{[J_2(\vec{b}_g, \Delta f = 0, \Delta t = 0) - J_2(\vec{b}_g, \Delta f, \Delta t)]}{[J_2(\vec{b}_g, \Delta f = 0, \Delta t = 0) - J_2(\vec{b}_g, \Delta f^*, \Delta t = 0)]} \quad (3.95)$$

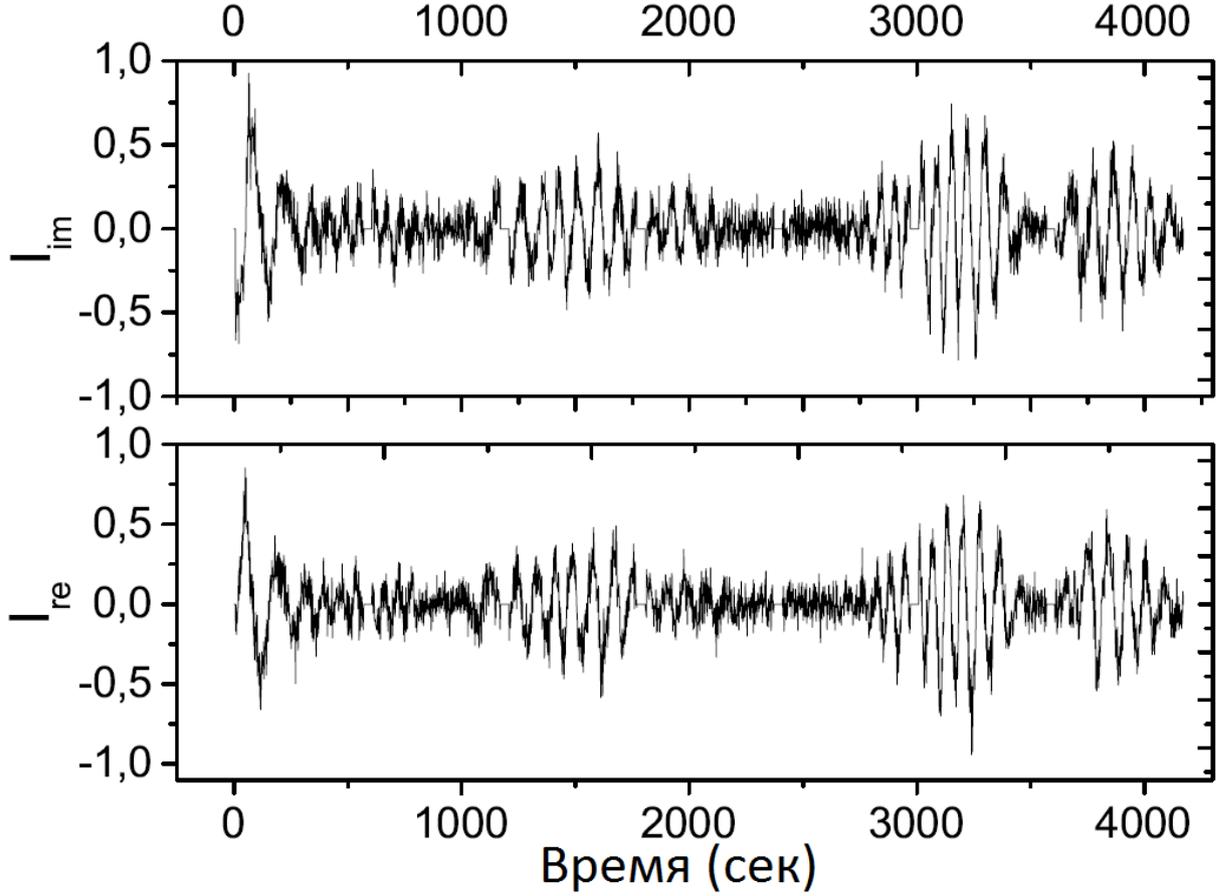


Рисунок 3.18: Зависимость реальной (верхний график) и мнимой (нижний график) части 100-го частотного канала комплексного кросс-спектра от времени. Наземная база GB-WB. Интервалы времени с нулевой амплитудой соответствуют отсутствию данных. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4].

На Рис 3.15 в двойном логарифмическом масштабе показаны средняя временная (сверху) и частотная (снизу) структурные функции флуктуаций интенсивности (SF) на наземной базе. Стрелкой отмечен излом структурной функции при частотном сдвиге около 300 КГц. Данные структурные функции можно аппроксимировать степенными:

$$SF(\Delta f) = \frac{1}{2} (\Delta f / \Delta f_{dif})^{\beta_f} \quad (3.96)$$

$$SF(\Delta t) = \frac{1}{2} (\Delta t / \Delta t_{dif})^{\beta_t}$$

Аппроксимировав данные в диапазоне значений параметров $\Delta t_{samp} < \Delta t < \Delta t_{dif}$, $\Delta f_{samp} < \Delta f < \Delta f_{dif}$, где Δt_{samp} и Δf_{samp} интервал семплирования по времени и частоте, получим $\beta_f = 0.90 \pm 0.03$ для частотной структурной функции и $\beta_t = 1.73 \pm 0.02$ для временной структурной функции. Получившееся соотношение между частотной и временной структурными функциями $\beta_f = \beta_t/2$ соответствует дифракционной модели мерцаний [41]. Показатель

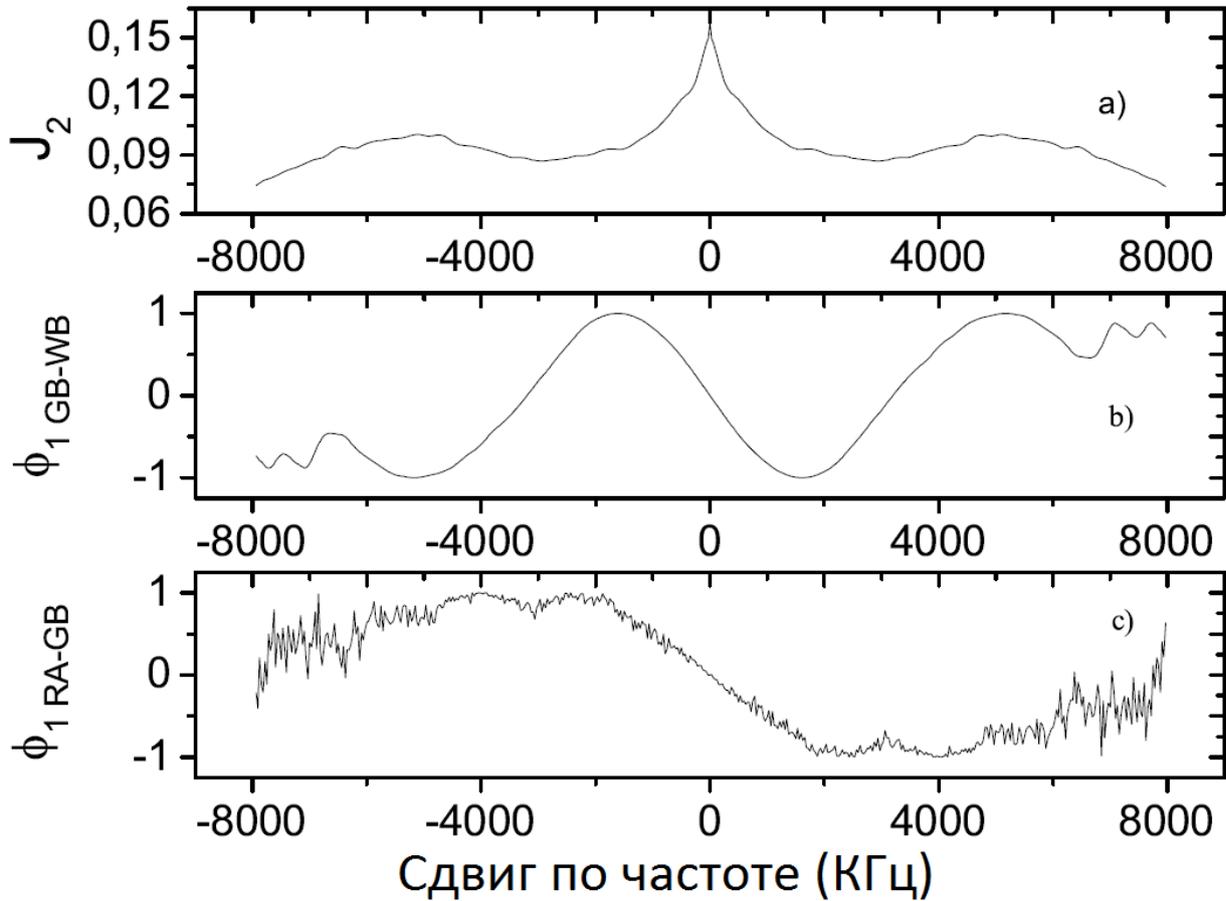


Рисунок 3.19: а) Средняя амплитуда корреляционной функции I в зависимости от сдвига по частоте f Уравнение 3.95; б) $\varphi_1(f)$, отношение мнимой части корреляционной функции к ее амплитуде для наземной базы (GB-WB) в зависимости от f ; в) аналогичное соотношение $\varphi_1(f)$ для наземно-космической базы (RA-GB). Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4].

степени степенного спектра неоднородностей плотности n вызывающих мерцания связан с показателем степени структурной функции $SF(t)$ соотношением [41]: $n = \beta_t + 2 = 3.73$.

На Рис 3.16 показана средняя частотная структурная функция для наземной (сплошная линия) и наземно-космической (пунктирная линия) баз при нулевом временном сдвиге. Видно, что уровень структурной функции отличается приблизительно на 0.2 - 0.3, что соответствует относительному вкладу двух частотных масштабов в спектре мерцаний на наземной базе Рис 3.12 и 3.13. Отношение их амплитуд находится в хорошем соответствии с аппроксимацией средней частотной корреляционной функции для наземной базы моделью из двух компонент. На наземно-космической базе отсутствует излом как в структурной функции так и в корреляционной (Рис 3.13 верхний график). Структурная функция для наземно-космической базы имеет только один компонент, соответствующий узко-полосной частотной структуре, с относительной амплитудой 0.8.

На Рис 3.17 показана средняя частотная структурная функция на наземной базе при различных временных сдвигах: $4P_1$ (квадраты), $200P_1$ (кружки), $320P_1$ (сплошная линия)

and 640 P_1 (треугольники). С увеличением временного сдвига между спектрами амплитуда структурной функции падает, а положение ее минимума смещается. Если при $\Delta t = 200P_1$ (267 сек) на структурную функцию все еще оказывает влияние мелкомасштабная структура, то при $\Delta t = 640P_1$ (856 s) в структурной функции остается только один компонент, центр которого сдвинут на 1100 КГц, а амплитуда составляет 0.15. Данное смещение определяется пространственным смещением дифракционной картины с течением времени. Данный эффект также хорошо виден в динамическом спектре Рис 3.11. Дрейф по частоте со скоростью $df/dt = 1.1$ МГц в течении 856 сек = 1.3 МГц/1000 сек близок к значению, полученному в Секции 3.4.2 $df/dt = 1.5$ МГц /1000 сек. Однако, значение 1.5 МГц/1000 сек является более точным, т.к. структурная функция при больших временных сдвигах имеет плохое соотношение сигнал/шум. На наземно-космической базе (RA-GB) временной сдвиг структурной функции приводит только к уменьшению ее амплитуды без смещения положения минимума, даже при таких больших сдвигах как 800 сек, что согласуется с отсутствием узкой структуры на длинной базе.

Согласно Уравнению 3.59, $J_1(\vec{b}, \Delta f)$ является вторым моментом $j(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f, t)$ и в тоже время является четвертым моментом поля $u(\vec{\rho}, f, t)$. Как показано в [75], четвертый момент поля может быть выражен через вторые моменты и, в случае сильных мерцаний:

$$\begin{aligned} J_1(\vec{b}, \Delta f) &= |\langle j(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f, t) j^*(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f + \Delta f, t) \rangle| \\ &= |B_u(f)|^2 + |B_u(\vec{b})|^2. \end{aligned} \quad (3.97)$$

Здесь $B_u(\vec{b})$ пространственная функция когерентности поля с единичным средним потоком, и $B_u(f)$ частотная корреляционная функция флуктуаций потока, она не зависит от базы интерферометра. Определим $\Delta\vec{\rho}$ как пространственную координату в плоскости фазового экрана. Тогда [75]:

$$B_u(\Delta\vec{\rho}) = \exp[-\frac{1}{2}D_s(\Delta\vec{\rho})], \quad (3.98)$$

где $D_s(\Delta\vec{\rho})$ пространственная структурная функция флуктуаций фазы:

$$D_s(\Delta\vec{\rho}) = \langle \phi(\vec{x} + \Delta\vec{\rho}) - \phi(\vec{x}) \rangle_{\vec{x}} \quad (3.99)$$

где $\phi(\vec{x})$ фаза экрана при координате \vec{x} . Для сферической волны в плоскости наблюдателя получим:

$$D_s(\Delta\vec{\rho}) = \int_0^z dz' D(\Delta\vec{\rho}) \quad (3.100)$$

где D градиент $D_s(\Delta\vec{\rho})$ вдоль оси z и $\Delta\vec{\rho} = \frac{(z-z')}{z}\vec{b}$. Интегрирование от наблюдателя на $z' = 0$ до пульсара на $z' = z$.

В случае наземно-космического интерферометра можно использовать Уравнение 3.97 при $b = b_s$, где b_s база интерферометра. Согласно уравнению, при $\Delta f = 0$ $J_1(\vec{b}_s, \Delta f = 0) = 1 + |B_u(\vec{b}_s)|^2$; и при $\Delta f > \Delta f_{dif}$ $J_1(\vec{b}_s, \Delta f > \Delta f_{dif}) = |B_u(\vec{b}_s)|^2$. Как показано на Рис 3.13, $J_1(\vec{b}_s, \Delta f = 0) = 1.4 \times 10^{-4}$ и $J_1(\vec{b}_s, \Delta f > \Delta f_{dif}) = 2.4 \cdot 10^{-5}$ at $\Delta f = 2$ МГц. Таким образом,

$$\frac{J_1(\vec{b}_s, \Delta f > \Delta f_{dif})}{J_1(\vec{b}_s, \Delta f = 0)} = \frac{|B_u(\vec{b}_s)|^2}{1 + |B_u(\vec{b}_s)|^2} = 0.17 \quad (3.101)$$

Из уравнения получим:

$$|B_u(\vec{b}_s)|^2 = 0.20 \quad (3.102)$$

Аналогично для случая наземного интерферометра Рис 3.19(а) получим:

$$\frac{J_2(\vec{b}_g, \Delta f > \Delta f_{dif})}{J_2(\vec{b}_g, \Delta f = 0)} = \frac{|B_u(\vec{b}_g)|^2}{[1 + |B_u(\vec{b}_g)|^2]} = 0.50 \quad (3.103)$$

Из этого следует

$$|B_u(\vec{b}_g)|^2 = 1. \quad (3.104)$$

Данный результат означает, что наземный интерферометр не способен разрешить диск рассеяния; математически это означает, что $|\vec{b}_g| \ll 1/k\theta_{scat}$.

3.4.5 Модель межзвездной турбулентной среды в направлении пульсара 1919+21

Выполненный анализ говорит о следующей модели мерцаний. Материя, ответственная за мерцания пульсара V1919+21 состоит из двух компонент: сильные дифракционные мерцания на слое плазмы находящемся на расстоянии z_1 , что соответствует мелкомасштабной структуре. Слабые дифракционные и рефракционные мерцания в слое неоднородной плазмы, близком к наблюдателю, находятся на расстоянии z_2 и соответствуют крупномасштабной структуре. Пространственная структурная функция флуктуация фазы $D_s(\Delta\vec{\rho})$, как показано в Секции 3.4.4, характеризует оба экрана. В данной работе описывается физическая модель распределения межзвездной плазмы, которая объясняет наблюдения. Предположим, что у нас есть космическая призма, расположенная ближе к наблюдателю на расстоянии z_{prism} , которая отклоняет луч на угол преломления $\Delta\vec{\theta}_{ref}$. Пусть $\vec{\theta}_{ref,0}$ итоговый сдвиг видимого положения источника в плоскости наблюдателя на частоте ν_0 . Тогда разница в угле преломления на близкой частоте $\nu_0 + f$, как показано в [41] составит:

$$\Delta\vec{\theta}_{ref} = 2\frac{f}{\nu_0}\vec{\theta}_{ref,0} \quad (3.105)$$

Пусть экран 2 расположен ближе к наблюдателю и расстояние между наблюдателем и экраном 2 много меньше расстояния от пульсара до наблюдателя z :

$$z_2 \ll z \quad (3.106)$$

Космическая призма также расположена ближе к наблюдателю, но на большем расстоянии, чем экран 2:

$$z_2 < z_{prism} \ll z \quad (3.107)$$

Экран 1 расположен гораздо дальше от наблюдателя, на расстоянии порядка $z/2$. Структурные функции флуктуаций фазы на экранах можно представить следующей моделью [81]:

$$D_{S,1}(\Delta\vec{\rho}) = (k\theta_{scat,1}|\Delta\vec{\rho}|)^{\alpha_1} \quad (3.108)$$

$$D_{S,2}(\Delta\vec{\rho}) = (k\theta_{scat,2}|\Delta\vec{\rho}|)^{\alpha_2} \quad (3.109)$$

Таким образом, модель турбулентной плазмы в направлении на пульсар PSR1919+21 характеризуется следующими параметрами: $\vec{\theta}_{ref,0}, \theta_{scat,1}, \theta_{scat,2}, \alpha_1, \alpha_2, z_1, z_2, z_{prism}$. На Рис 3.20 показана модель среды в направлении на пульсар PSR1919+21.

Данная модель похожа на модель среды в направлении на пульсар PSR0950+08 [40], однако в случае с пульсаром PSR1919+21 расстояние до экрана 1 значительно больше и соответствующий угол рассеяния $\theta_{scat,1}$ значительно больше. Таким образом, мерцания пульсара PSR1919+21 являются сильными и насыщенными с индексом модуляции близким к 1, что показано в Секции 3.4.2. Соответственно, для анализа данных можно использовать теорию насыщенных мерцаний [75]. Тогда функция когерентности $B_u(\vec{b})$ задается:

$$\begin{aligned} \langle j(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_1 + \vec{b}, f_1, t) \rangle &= \langle u(\vec{\rho}_1, f_1, t_1) u^*(\vec{\rho}_1 + \vec{b}, f_1, t) \rangle \\ &= B_u(\vec{b}) \\ &= \exp \left[-\frac{1}{2} D_{S,1} \left(\frac{(z-z_1)}{z} \vec{b} \right) - \frac{1}{2} D_{S,2}(\vec{b}) \right] \end{aligned} \quad (3.110)$$

Для более удаленного экрана 1 сферичностью волнового фронта в плоскости экрана пренебречь нельзя, поэтому переход от базы в плоскости наблюдателя \vec{b} к расстоянию между лучами в плоскости экрана можно выполнить при помощи следующего уравнения:

$$\Delta\vec{\rho}_{1,b} = \frac{(z-z_1)}{z} \vec{b} \quad (3.111)$$

В случае с более близким экраном 2 сферичностью можно пренебречь.

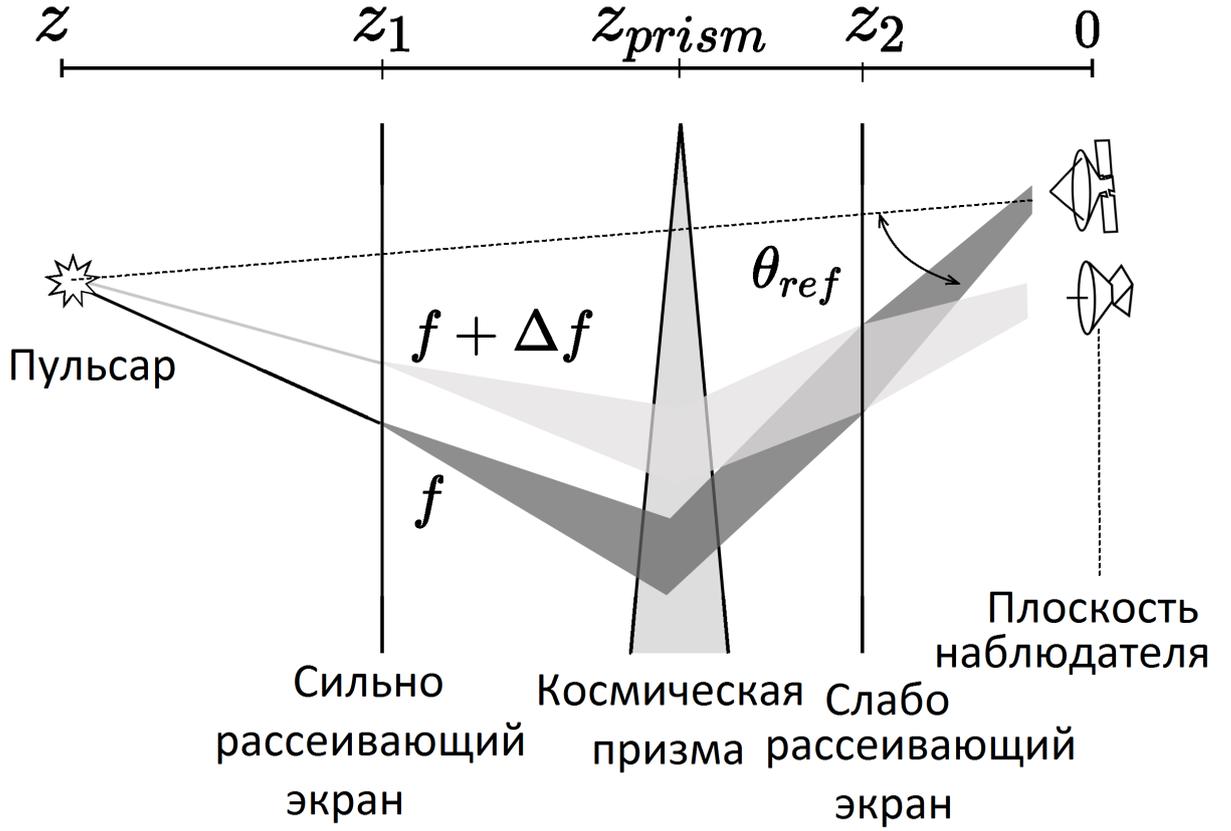


Рисунок 3.20: Схематическое изображение геометрической модели распространения излучения. Излучение на более низкой частоте f (темная линия) рассеивается на сильно-рассеивающем экране 1 в некий диапазон углов (темный конус на рисунке), затем преломляется космической призмой и еще раз рассеивается на слабо-рассеивающем экране 2 перед тем, как достигнуть наблюдателя. Более светлая линия и конус соответствуют более высокой частоте $f + \Delta f$. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4].

В случае насыщенных мерцаний второй момент $j(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_1 + \vec{b}, f_1, t)$ состоит из двух компонент: дифракционной и рефракционной [75]. Дифракционный компонент:

$$\begin{aligned}
 J(\vec{b}, f, \Delta t)_{dif} &= \langle j(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f_1, t) \\
 &\quad \times j^*(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f_1 + f, t + \Delta t) \rangle_{dif} \\
 &= \langle j(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f_1, t) \rangle \langle j^*(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}, f_1, t) \rangle \\
 &\quad + B_j(f, \Delta t)
 \end{aligned} \tag{3.112}$$

Здесь $B_j(f, \Delta t)$ частотно-временная корреляционная функция флуктуаций потока, независящая от проекции базы:

$$\begin{aligned} B_j(f, \Delta t) &= \langle u(\vec{\rho}, f_1, t) u^*(\vec{\rho}, f_1 + f, t + \Delta t) \rangle \\ &\quad \times \langle u(\vec{\rho} + \vec{b}, f_1, t) u^*(\vec{\rho} + \vec{b}, f_1 + f, t + \Delta t) \rangle \\ &= |B_u(f, \Delta t)|^2 \end{aligned} \quad (3.113)$$

Флуктуации плотности потока с течением времени обусловлены в основном собственным движением пульсара с поперечной скоростью \vec{V}_p , которое приводит к мерцанию на экране 1, расположенном на расстоянии z_1 . Движение пульсара приводит к сдвигу луча в плоскости экрана:

$$\Delta \vec{\rho}_{1,t} = \frac{z_1}{z} \vec{V}_p \Delta t \quad (3.114)$$

При $f = 0$:

$$B_u(\Delta t) = \exp \left[-\frac{1}{2} D_{S,1}(\Delta \rho_{1,t}) \right] = \exp \left[-\frac{1}{2} (\Delta t / t_{dif})^{\alpha_1} \right] \quad (3.115)$$

где

$$t_{dif} = \frac{z}{z_1 k \theta_{scat,1} |\vec{V}_p|} \quad (3.116)$$

Таким образом,

$$B_j(\Delta t) = \exp[-D_{S,1}(\Delta \rho_{1,t})] = \exp[-(\Delta t / t_{dif})^{\alpha_1}] \quad (3.117)$$

В случае наземной базы, проекция базы b_2 намного меньше чем масштаб когерентности поля излучения $1/k\theta_{scat,1}$:

$$b_2 \ll \frac{1}{k\theta_{scat,1}} \quad (3.118)$$

и, соответственно,

$$B_u(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}_2) = 1. \quad (3.119)$$

Для наземно-космической базы проекция базы b_1 намного больше, чем масштаб когерентности поля излучения:

$$b_1 > \frac{1}{k\theta_{scat,1}} \quad (3.120)$$

соответственно,

$$B_u(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \vec{b}_1) = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z - z_1}{z} \cdot \frac{b_1}{k\theta_{scat,1}} \right)^{\alpha_1} \right] \quad (3.121)$$

Здесь член $[(z - z_1)/z]$ учитывает сферичность, переводя проекцию базы в плоскости наблюдателя b_1 в расстояние между лучами в плоскости экрана 1, находящегося на расстоянии z_1 . Сравнивая значения $J(\vec{b}, f = 0, \Delta t_{dif})$ для малых и больших величин временных сдвигов,

Δt , можно оценить величину интерферометрической функции видности, что было сделано в Секции 3.4.4.

3.4.6 Распределение межзвездной плазмы в направлении пульсара 1919+21. Основные результаты.

Временная корреляционная функция флуктуаций отклика интерферометра определяется поперечной скоростью пульсара \vec{V}_p . Движение пульсара приводит к сдвигу луча в плоскости экрана на $\Delta\vec{\rho}_{1,t}$ (Уравнение 3.115). Временная корреляционная функция, показанная на Рис 3.14 дает $t_{dif} = 290$ сек. Было показано, что зависимость структурной функции от временного сдвига $D_{S,1}(\Delta t)$ подчиняется степенному закону с показателем степени $\alpha_1 = 1.73$. Нормированная корреляционная функция флуктуаций потока на наземно-космической базе b_1 из 3.100:

$$\left|B_u(\vec{b}_1)\right|^2 = 0.20 \quad (3.122)$$

Подставляя значение для проекции базы наземно-космического интерферометра $b_1 = 6 \times 10^9$, можно найти b_{dif} :

$$b_{dif} = \frac{z}{(z - z_1)} \frac{1}{k\theta_{scat,1}} = 4.6 \times 10^9 \text{ см} \quad (3.123)$$

Используя значения для скорости пульсара $\mu_\alpha = 17 \pm 4$ мас/год, $\mu_\delta = 32 \pm 6$ мас/год и принимая расстояние до пульсара $z = 1$ кпс, получим тангенциальную скорость пульсара $\vec{V}_p = 200$ км/с. Сравнив $|\vec{V}_p| t_{dif}$ с b_{dif} получим $z_1/(z - z_1) = b_{dif}/(|\vec{V}_p| \Delta t_{dif}) = 0.78$. Здесь $z_1 = 0.44 z = 440$ пк. Таким образом, экран расположен примерно посередине между пульсаром и наблюдателем. Используя b_{dif} и z_1 , получим $\theta_{scat,1} = 1.2$ мас. В плоскости наблюдателя $\theta_{obs,1} = [(z - z_1)/z]\theta_{scat,1} = 0.7$ мас.

Нормированная частотная корреляционная функция $R(f)$ определяется дифракционными мерцаниями. Используя результаты работы [82] запишем выражение для $R(f)$:

$$R(f) = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{f}{f_{dif}} \right)^{\alpha_1/2}, \quad f < 2f_{dif} \quad (3.124)$$

$$f_{dif} = \frac{c}{4\pi A(\alpha_1) z (z_1/(z - z_1)) (\theta_{obs,1})^2}$$

Принимая $\alpha_1 = 1.73$ (что близко к Колмогоровскому спектру), получим

$$A(\alpha_1) = [2\Gamma(1 + \alpha_1/2)\cos(\pi\alpha_1/4)]^{\frac{2}{\alpha_1}} \approx 0.34 \quad (3.125)$$

где Γ гамма функция. Используя значения z_1 и $\theta_{scat,1}$, найдем $f_{dif} = 290$ КГц, что находится в хорошем соответствии с измеренным значением $f_{dif} = 330$ КГц.

В предположении, что рассеивающая среда распределена однородно между пульсаром и наблюдателем, частотный дифракционный масштаб будет определяться выражением:

$$f_{dif} = \frac{c}{4\pi B(\alpha_1) z(\theta_{obs,1})^2} \quad (3.126)$$

$$B(\alpha_1) = \left[\frac{2(\Gamma(1 + \alpha_1/2))^3 \cos(\pi\alpha_1/4)(1 + \alpha_1)}{\Gamma(2 + \alpha_1)} \right]^{2/\alpha_1} \approx 0.18 \quad (3.127)$$

Отсюда получим $f_{dif} = 430$ kHz, что также хорошо соотносится с наблюдениями. Хорошее взаимное соответствие полученных параметров мерцаний указывает на то, что используемая оценка расстояния до пульсара, $z = 1$ кпк, соответствует действительности.

Пространственная корреляционная функция для слабых мерцаний на неоднородностях экрана z_2 может быть представлена как [40]:

$$\begin{aligned} R(\Delta\vec{\rho}_2) &= D_{S,2}(\Delta\rho_{2,Fr}) - D_{S,2}(\Delta\vec{\rho}_2) \\ &= D_{S,2}(\Delta\rho_{2,Fr}) \left[1 - \left(\frac{\Delta\rho_2}{\Delta\rho_{2,Fr}} \right)^{\alpha_2} \right], \\ &\text{при : } |\Delta\vec{\rho}_2| \ll \Delta\rho_{2,Fr} \end{aligned} \quad (3.128)$$

где:

$$\Delta\rho_{2,Fr} = \sqrt{\frac{z_2}{k}} \quad (3.129)$$

Здесь $\Delta\vec{\rho}_2$ расстояние между точками в плоскости наблюдателя (или, что тоже самое, в плоскости ближнего экрана, расположенного на расстоянии z_2).

Частотно-временную корреляционную функцию можно получить путем замены $\Delta\vec{\rho}_2 \rightarrow \Delta\vec{\rho}_{2,t} + \Delta\vec{\rho}_{2,f}$, где

$$\Delta\vec{\rho}_{2,f} = -2z_2(f/\nu_0)\vec{\theta}_{ref,0} \quad (3.130)$$

$$\Delta\vec{\rho}_{2,t} = \vec{V}_{obs}t \quad (3.131)$$

Здесь \vec{V}_{obs} скорость наблюдателя. На Рис 3.11 показана частотная структура дифракционной картины сдвигающейся во времени. Скорость дрейфа $df/dt = 1.5$ МГц/1000 сек, при этом дифракционные пятна сильно вытянуты вдоль направления дрейфа $f = (df/dt)t$. Компонент скорости наблюдателя \vec{V}_{obs} параллельный направлению рефракции $\vec{\theta}_{ref,0}$ приводит к сдвигу минимума структурной функции по частоте с увеличением разнесения по времени Δt , как показано на Рис 3.17. Компонент скорости перпендикулярный $\vec{\theta}_{ref,0}$ не влияет на величину сдвига, но приводит к асимметрии структурной функции относительно точки ее минимума

по частоте f_{min} . Асимметрия приводит к тому, что структурная функция становится более пологой для частотных задержек менее f_{min} и менее пологой для частотных задержек более чем f_{min} . Однако, если скорость точно параллельна $\vec{\theta}_{ref,0}$, то структурная функция остается симметричной относительно f_{min} , несмотря на то, что минимум смещается с увеличением разнесения по времени. В наших наблюдениях форма структурной функции остается симметричной даже при большом разнесении по времени, несмотря на значительные смещения, что указывает на то, что перпендикулярный компонент скорости мал по сравнению с параллельным компонентом. Таким образом, можно сделать вывод, что вектора \vec{V}_{obs} и $\vec{\theta}_{ref,0}$ практически параллельны. В этом случае частотно-временную корреляционную функцию можно представить как:

$$R(\Delta\vec{\rho}_2) = D_{S,2}(\Delta\rho_{2,Fr}) \left(1 - \frac{1}{2} \left[\frac{t}{t_{2,0}} - \frac{f}{f_{2,0}} \right]^{\alpha_2} \right) \quad (3.132)$$

Используя значение сдвига f_{min} при наибольшем разнесении по времени $\Delta t = 320 P_1$ (Рис 3.17), $f_{2,0} = 1.1$ МГц, найдем $t_{2,0} = f_{2,0}(df/dt)^{-1} = 700$ сек. Компонента скорости наблюдателя относительно локального стандарта покоя на дату наблюдений, перпендикулярная направлению на пульсар, составляла $\vec{V}_{obs} = 23.7$ км с⁻¹. Используя это значение и значение для $\alpha_2 = 1.73$ можно определить масштаб зоны Френеля $\Delta\rho_{2,Fr} = 2^{1/\alpha_2} V_{obs} t_{2,0} = 2.5 \times 10^9$ см. Характерная скорость облаков турбулентной плазмы, ответственных за мерцания, относительно локального стандарта покоя составляет $|\vec{V}_{scr}| \approx 10$ км с⁻¹, однако точное направление и величина скорости неизвестны. Поэтому будем полагать, что $\vec{V}_{scr} = 0$. Соответствующая ошибка в определении $\Delta\rho_{2,Fr}$ и $\theta_{scat,2}$ в этом случае составит около 30%. Расстояние до ближнего экрана составляет $z_2 = 0.17$ пк. Подставив в уравнение 3.130 $f = f_{2,0}$, получим $\theta_{ref,0} = 150$ мас.

Было показано, что относительная амплитуда второй компоненты 0.15. Таким образом,

$$D_{S,2}(\Delta\rho_{2,Fr}) = (k\theta_{scat,2}\Delta\rho_{2,Fr})^{\alpha_2} = 0.15 \quad (3.133)$$

Для $\alpha_2 = 1.73$ угол $\theta_{scat,2} = 0.4$ мас.

Исходя из того, что космическая призма не оказывает существенного эффекта на корреляционную функцию дифракционных мерцаний, можно оценить верхний предел на расстояние до призмы z_{prism} . Изменение угла преломления призмы с частотой f приводит к пространственному смещению дифракционной картины, обусловленной сильным рассеянием на далеком экране z_1 . В предположении, что частотный масштаб картины f_{dif} меньше смещения из-за рефракции, получим величину смещения:

$$2(f_{dif}/\nu_0)z_{prism}\theta_{ref,0} < b_{dif} = 4.6 \times 10^9 \text{ см} \quad (3.134)$$

Подставляя $f_{dif} = 330$ КГц и $\theta_{ref,0} = 150$ мас в уравнение, получим $z_{prism} \leq 1$ пк.

Были определены три фактора влияющие на мерцания пульсара PSR1919+21: удаленный от наблюдателя слой плазмы на расстоянии $z_1 \approx 440$ пк, что составляет около половины расстояния от наблюдателя до пульсара; космическая призма, расположенная на расстоянии $z_{prism} < 1$ пк, и ближний к наблюдателю экран, расположенный на расстоянии $z_2 = 0.17$ пк. Мерцания большого числа пульсаров определяются средой более или менее равномерно распределенной на всем расстоянии от наблюдателя до пульсара, и мерцания пульсара PSR1919+21 на удаленном слое плазмы не являются исключением.

Космические призмы и ранее были обнаружены у некоторых близких пульсаров. В статье [41] при анализе многочастотных наблюдений были обнаружены первые доказательства существования подобной структуры. В направлении на пульсар PSR0329+54 на частоте 1 ГГц было определено значение угла преломления, которое составило 0.6 мас. При этом размер неоднородностей, ответственных за преломление, не превышал 3×10^{15} см. В статье [42] было показано, что эффекты рефракции доминируют над мерцаниями в направлении на пульсар PSR J0437-4715. Также для пульсара 0950+08 [40] призма была найдена при помощи наземно-космической интерферометрии. Угол преломления на частоте 324 МГц составил 1.1-4.4 мас. В данной работе, в направлении пульсара PSR1919+21 впервые было определено положение призмы, которое составило менее 1 пк. Природа призмы остается неясной, однако, по оценке расстояния в всего лишь несколько пк можно сделать вывод, что данный слой может быть ответственным за дневную переменность внегалактических источников [83–88]. Также данный слой может находиться на границе ближайших сталкивающихся молекулярных облаков [80].

Расстояние до ближайшего экрана составляет всего 0.17 пк. Это в сотни раз дальше чем граница гелиопаузы, однако ближе расстояния до облака Оорта, и, таким образом, находится в пределах Солнечной системы. Данные наблюдения являются первым обнаружением ионизированного газа в данном регионе. Дополнительные наблюдения были бы полезны для уточнения местоположения и распределения данного слоя и соотнесения его с другими компонентами плазмы в Солнечной системе и ближайшем ее окружении.

3.5 Структура межзвездной плазмы в направлении на пульсар 0525+21

3.5.1 Анализ данных

Поскольку сигнал был достаточно сильным, проводился анализ индивидуальных импульсов без усреднения по времени. Чтобы получить динамический спектр пульсара, т.е. изменение интенсивности сигнала по частоте и времени, вычислялся модуль от комплексных крос-спектров. На Рис. 3.21 показано изменение усредненного по всем частотным каналам модуля интенсивности $\langle |I(t)| \rangle_f$ сигнала в зависимости от времени для базы Аресибо-Грин

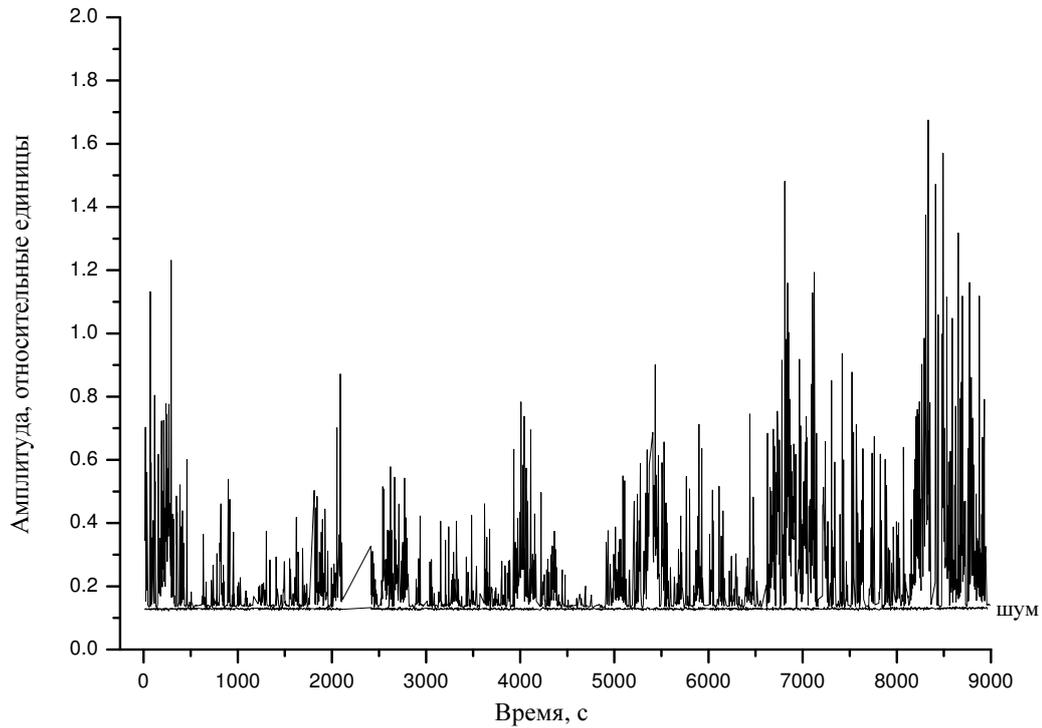


Рисунок 3.21: Усредненные по частоте амплитуды импульсов пульсара и шума в зависимости от времени для базы Аресибо-Грин Бэнк. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A5].

Бэнк. Там же приведены соответствующие величины для шума. Видна сильная переменность амплитуды от импульса к импульсу, связанная с природой самого пульсара. Отношение сигнал/шум доходит до 600.

При корреляционной обработке для подавления собственных вариаций пульсара делалась нормировка динамического спектра $|I(f,t)|$ на $\langle |I(t)| \rangle_f$ для каждого импульса. Кроме того проводилась коррекция за полосу приемника, которая получалась усреднением спектров шума за весь сеанс наблюдений. На 3.22 приведены ненормированные спектры индивидуальных импульсов пульсара, разнесенные на $23 P_1$ или 86 с. Видно, что частотная структура при таком временном сдвиге сохраняется. Индекс модуляции, полученный из анализа спектров импульсов за весь сеанс наблюдений, $m = 0.8 \pm 0.2$. Здесь ошибка соответствует среднему квадратичному отклонению. Для сильных мерцаний индекс модуляции должен быть равен 1. Следовательно на частоте 1668 МГц реализуется режим сильных мерцаний.

Для получения характерного масштаба мерцаний по частоте мы определяли нормированную частотную автоковариационную функцию $R_I(\Delta f)$, усредненную по спектрам отдельных импульсов с амплитудами больше уровня $5\sigma_N$ (σ_N - среднее квадратичное отклонение, опре-

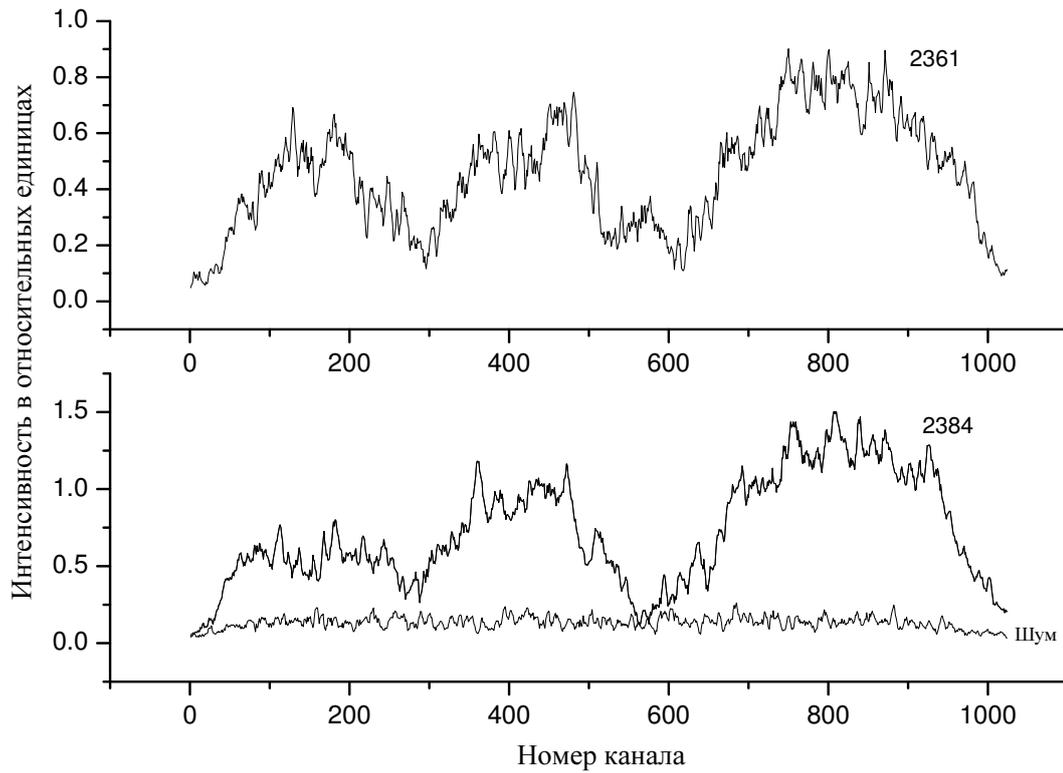


Рисунок 3.22: Спектры индивидуальных импульсов в зависимости от номера канала для базы Аресибо-Грин Бэнк. Цифрами указаны номера импульсов. Частотное разрешение равно 31.25 кГц, временной сдвиг между спектрами равен 86 с. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А5].

деленное по шумам).

$$R_I(\Delta f) = \left\langle \frac{\langle |I(f,t)| \cdot |I(f + \Delta f)| \rangle_f}{[\langle |I(f,t)| \rangle_f]^2} \right\rangle_t \quad (3.135)$$

$R_I(\Delta f)$ для базы Аресибо-Грин Бэнк показана на Рис. 3.23. Масштаб Δf_{dif} определялся при сдвиге по частоте на уровне 1/2 от амплитуды этой функции: $\Delta f_{dif} = 3.9$ МГц. Значение $R_I(\Delta f)$ при нулевом сдвиге по частоте заменено на экстраполированное значение, полученное по значениям для соседних сдвигов. Это сделано для того, чтобы убрать шумовую составляющую. При сдвиге на один канал шум становится некоррелированным. Видимое изменение наклона функции при сдвиге в 5 МГц связано с наличием редких, но более широких, чем основной масштаб частотных структур, сравнимых с полосой приемника. Характерное время мерцаний определялось по зависимости значения ковариационной функции при нулевом сдвиге по частоте от временного смещения между парами спектров, разделенными на соответствующий временной интервал. Эта зависимость показана на Рис. 3.24. Здесь также усреднение проводилось по всем парам, для которых значение $\langle |I(t)| \rangle_f$ превышало указанный выше предел. Сдвиг, при котором значение $R_I(\Delta f)$ падало в 1/e раз, принималось за t_{dif} . Оно равно 160 с.

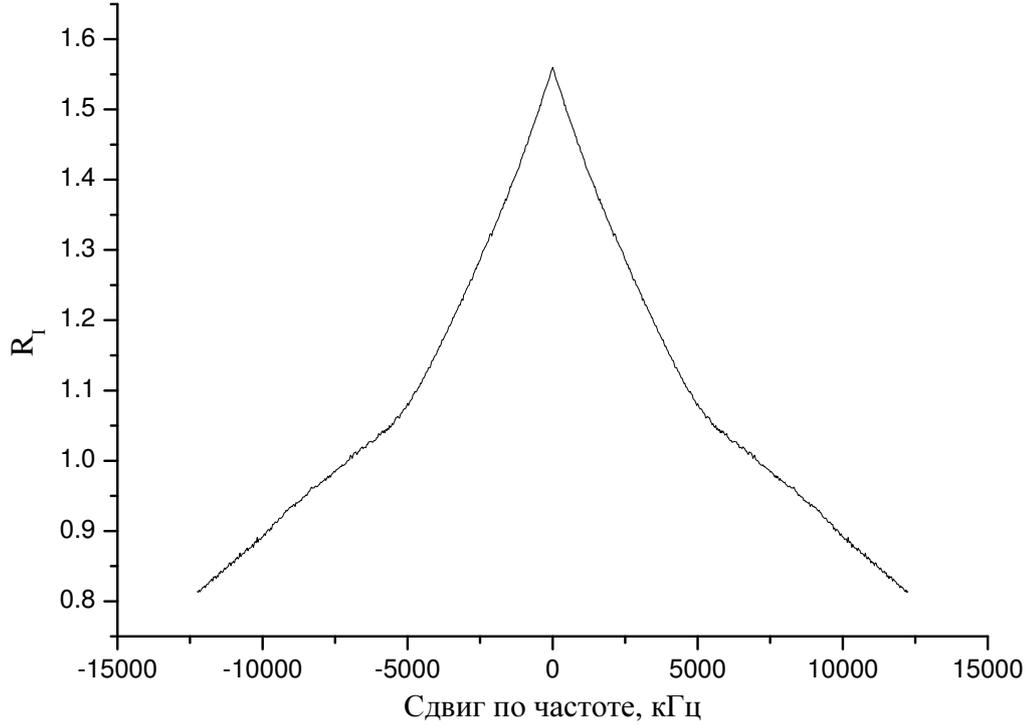


Рисунок 3.23: Частотная ковариационная функция для базы Аресибо-Грин Бэнк. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A5].

Полученные частотно-временные корреляционные функции были использованы для структурного анализа данных. Как было показано в ряде работ [41, 42], анализ зависимости структурной функции от сдвига по частоте дает возможность определить какая модель среды: дифракционная или рефракционная реализуются в данном направлении на пульсар, а также определить показатель степени спектра флуктуаций плотности неоднородностей межзвездной плазмы. Фазовая структурная функция (СФ), $D_s(\Delta t)$, при малых временных сдвигах может быть получена из ковариационной функции флуктуаций интенсивности [41]:

$$D_s(\Delta t) = R_I(\Delta t = 0) - R_I(\Delta t) \quad (3.136)$$

В случае степенного спектра турбулентности $D_s(\Delta t)$ имеет вид [41]

$$D_s(\Delta t) = (\Delta t/t_{dif})^\gamma \quad \text{for } \Delta t \leq t_{dif} \quad (3.137)$$

В частотной области используется соотношение:

$$D_s(\Delta f) = R_I(\Delta f = 0) - R_I(\Delta f) \quad \text{for } \Delta f \leq \Delta f_{dif} \quad (3.138)$$

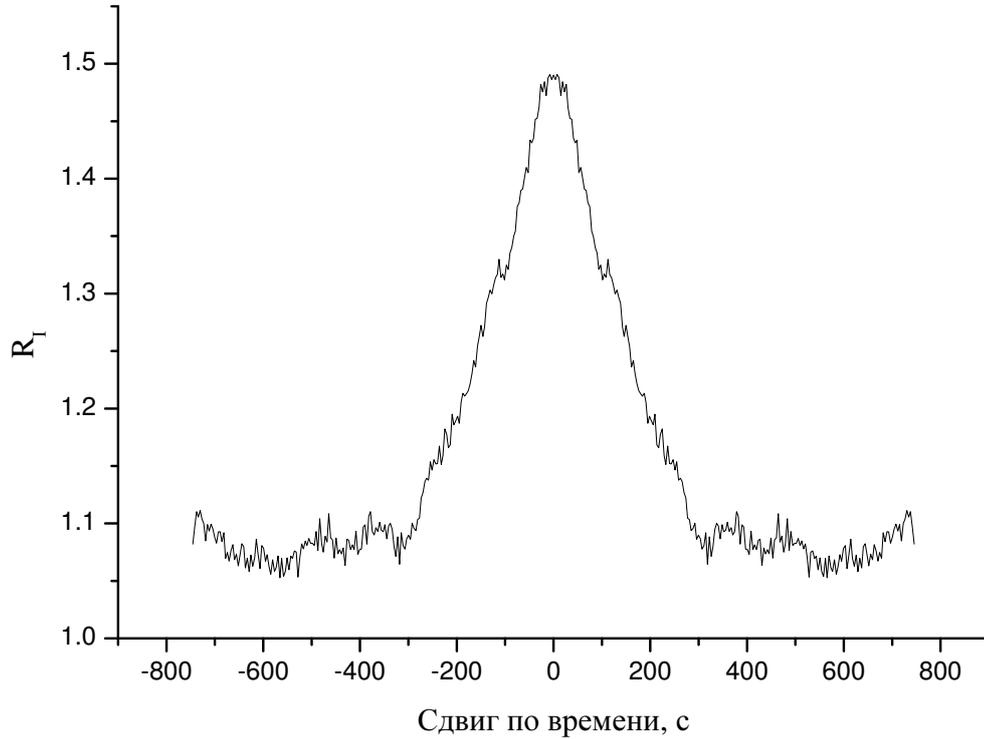


Рисунок 3.24: Зависимость коэффициента кросскорреляции от временного смещения между парами спектров, разделенными на соответствующий временной интервал в с, для базы Аресибо-Грин Бэнк. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A5].

В случае степенного спектра турбулентности и дифракционной модели формирования частотной структуры мерцаний $D_s(\Delta f)$ имеет вид [41]:

$$D_s(\Delta f) = (\Delta f / \Delta f_{dif})^{\gamma/2} \quad (3.139)$$

где Δt и Δf - сдвиги по времени и частоте. На Рис. 3.25 приведены временная (вверху) и частотная (внизу) структурные функции в двойном логарифмическом масштабе. Как видно из этого рисунка, при временных и частотных сдвигах меньших характерных масштабов неоднородностей СФ является степенной. Наклоны прямых, вписанных методом наименьших квадратов: $\gamma = 1.74$ для временной и $\beta = 0.93$ для частотной СФ. Они отличаются примерно в 2 раза, что свидетельствует о том, что в нашем случае мы имеем дифракционную модель мерцаний. Для рефракционной модели наклоны временной и частотной структурных функций должны быть равны [41]. Как было показано выше, показатель степени спектра неоднородностей и показатель наклона временной структурной функции фазы связаны соотношением: $n = \gamma + 2$. Следовательно $n = 3.74$, что соответствует Колмогоровскому спектру неоднородностей.

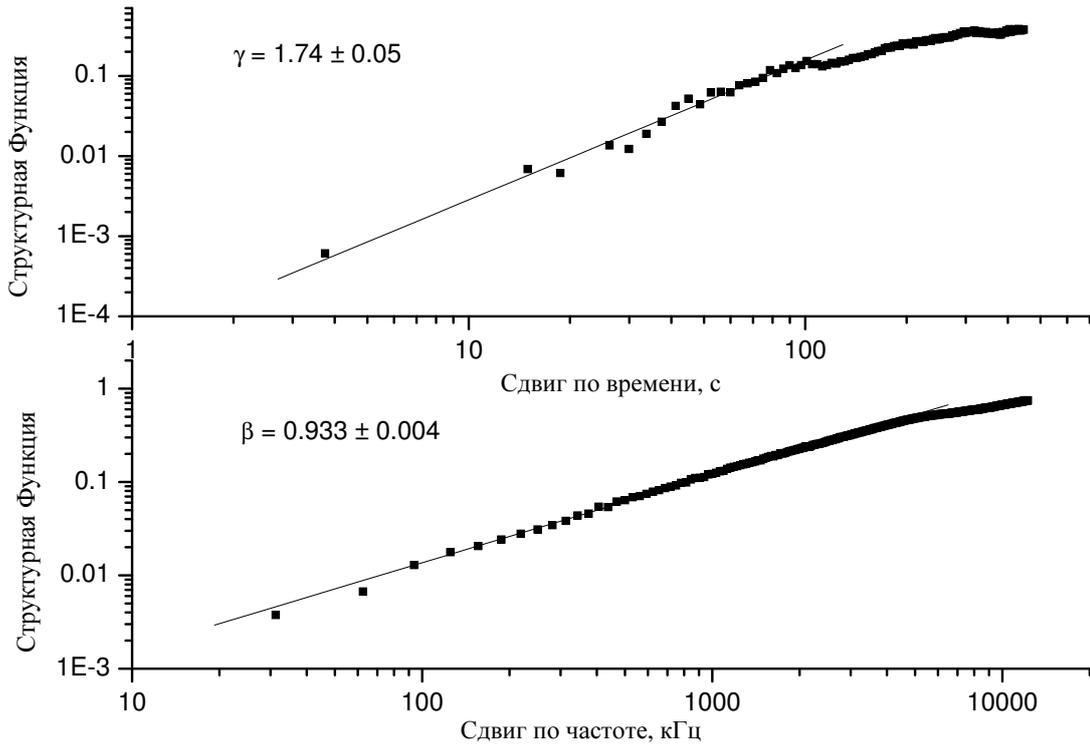


Рисунок 3.25: Временная (вверху) и частотная (внизу) структурные функции, приведенные в двойном логарифмическом масштабе. Прямые вписаны методом наименьших квадратов в данные при сдвигах по времени и частоте, значения которых меньше характерных масштабов мерцаний. Указанные ошибки соответствуют ошибкам вписывания. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A5].

Выше, при анализе данных пульсара PSR B1919+21, было показано, что даже при единичном измерении на наземном и наземно-космическом интерферометрах можно измерить малое значение угла рассеяния в направлении пульсара если применить нестандартную процедуру вычисления ковариационной функции. Ковариационную функцию для наземно-космической базы мы определяли как модуль от средней величины второго момента $J_1(\vec{b}, f)$ в соответствии с уравнением 3.59. Соответственно, усреднялась действительная и мнимая части кросскорреляционных функций от кросспектров по всему сеансу наблюдений и затем вычислялся модуль. На Рис. 3.26 приведена соответствующая функция для базы Аресибо-Радиоастрон. Используя уравнение 3.97 из отношения величин $J_1(\vec{b}, f > \Delta f_{dif})$ и $J_1(\vec{b}, f = 0)$, получаем для космического интерферометра

$$\frac{J_1(\vec{b}, f > \Delta f_{dif})}{J_1(\vec{b}, \Delta f = 0)} = \frac{|B_u(\vec{b})|^2}{[1 + |B_u(\vec{b})|^2]} = 0.23 \pm 0.05 \quad (3.140)$$

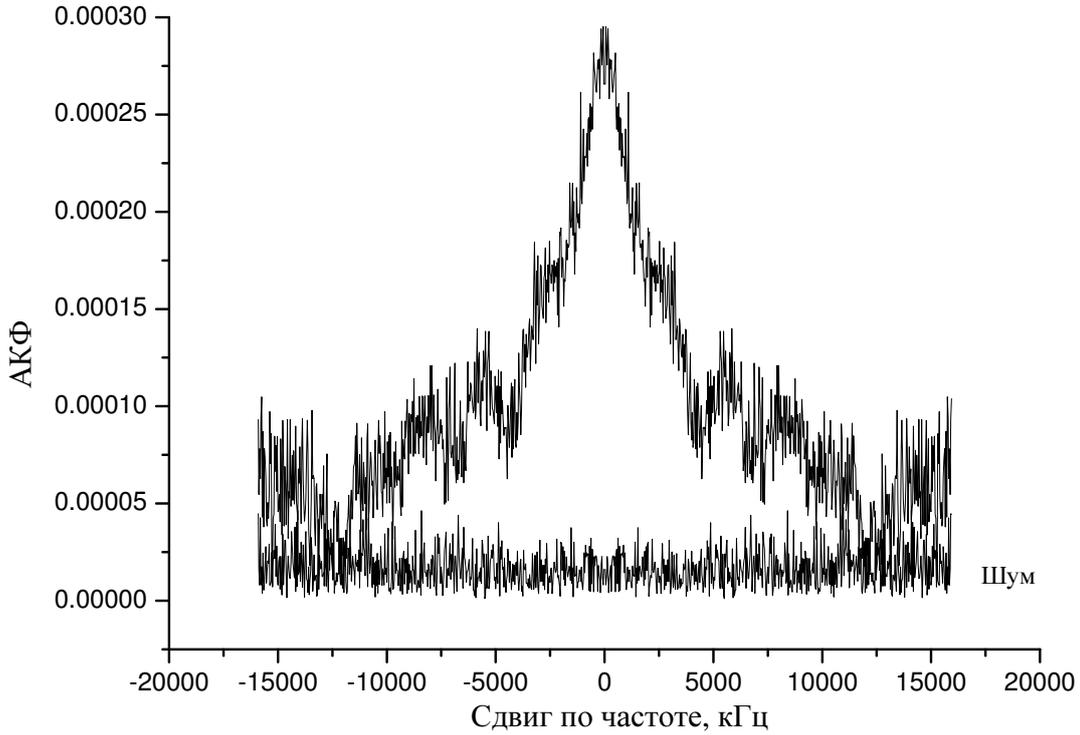


Рисунок 3.26: Частотная ковариационная функция от комплексных кросспектров для наземно-космической базы Аресибо-РадиоАстрон, посчитанная с использованием уравнения 3.59. Там же приведена соответствующая функция, посчитанная по шумам. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А5].

или $|B_u(\vec{b})|^2 = 0.30 \pm 0.06$. Здесь ошибка соответствует среднеквадратичному отклонению амплитуд от среднего значения на хвосте ковариационной функции. Используя соотношения 3.98 и 3.9 и полагая $\gamma = 1.74$, получаем масштаб когерентности $\rho = (2.1 \pm 0.2) \cdot 10^5$ км. Угол рассеяния (радиус диска рассеяния) мы получим из соотношения $\theta_{scat} = 1/k\rho = (0.028 \pm 0.002)$ мас на частоте 1668 МГц.

Из сравнения величин ρ и t_{dif} можно получить информацию о распределении турбулентной среды по лучу зрения. Если временные флуктуации определяются движением пульсара со скоростью V , то временная структурная функция флуктуаций фазы определяется соотношением

$$D_s(t) = \int_0^Z dz' D\left(\frac{Z-z'}{Z}\vec{V}t\right) \quad (3.141)$$

Здесь $[(Z - z')/Z]\vec{V}t$ - локальный пространственный масштаб неоднородностей, ответственных за модуляцию фазы. В случае статистически однородного распределения турбулентности масштабы ρ и Vt_{dif} должны быть равны. Угловая скорость пульсара измерена с большой

погрешностью [89], поэтому скорость пульсара полученная для заданного расстояния также будет иметь 100% ошибку. Для $Z = 1.6$ кпк скорость пульсара, определенная по значению угловой скорости, может быть от 0 км/с до 310 км/с. Соответственно масштаб даже для максимальной скорости: $Vt_{dif} = 49600$ км, т.е. по крайней мере в 4.5 раза меньше масштаба ρ . Это указывает на то, что турбулентная среда распределена неоднородно и эффективный центр тяжести турбулентного слоя расположен значительно ближе к пульсару.

Для оценки положения центра тяжести турбулентного слоя мы примем простейшую модель распределения турбулентной среды в виде фазового экрана, расположенного на расстоянии z_1 от пульсара. Принимая, что пространственная структурная функция флуктуаций фазы на выходе фазового экрана равна $D_{s,s}(b)$, получаем, что пространственная структурная функция флуктуаций фазы в плоскости наблюдателя равна

$$D_s(b) = D_{s,s}[(z_1/Z)b] \quad (3.142)$$

Временная структурная функция флуктуаций фазы равна

$$D_s(t) = D_{s,s}[(Z - z_1)/Z]Vt \quad (3.143)$$

Используя соотношение работы [81] получаем для частотного масштаба

$$\Delta f_{dif} = G(\gamma)(kb_s)^2/\pi z_{eff} \quad (3.144)$$

где c скорость света, k волновое число, эффективное расстояние до экрана $z_{eff} = z_1(Z - z_1)/Z$, масштаб когерентности поля в плоскости экрана $b_s = \rho(z_1/Z)$, G - коэффициент, который для $\gamma = 1.74$ и тонкого фазового экрана равен 0.34. Эти соотношения позволяют определить отношение z_1/Z по измеренным значениям ρ и Δf_{dif}

$$\frac{z_1/Z}{1 - z_1/Z} = \pi Z \Delta f_{dif} / [G(\gamma)c(k\rho)^2] \quad (3.145)$$

При $\Delta f_{dif} = 3.9$ МГц, $\rho = (2.1 \pm 0.02) \cdot 10^5$ км и $Z = 1.6$ кпк, получаем $z_1/Z = 0.10 \pm 0.02$. Соответственно для $Z = 1.6$ кпк, расстояние от пульсара до фазового экрана $z_1 = 160$ пк. Приравнивая аргументы $D_s(b)$ и $D_s(t)$ при $t = t_{dif}$ и $b = \rho$, получаем оценку величины скорости пульсара

$$V = (\rho/t_{dif})(z_1/Z)/[1 - (z_1/Z)] = (130 \pm 30)/ \quad (3.146)$$

Эта оценка близка к значению скорости ($V = 155$ км/с), полученной из интерферометрических наблюдений при средней скорости собственного движения пульсара $\mu = 21$ мас/год для расстояния $Z = 1.6$ кпк. Хотя угловая скорость собственного движения пульсара измерена с большой ошибкой, наши измерения дают основание считать, что скорость пульсара близка к 130 км/с.

3.5.2 Распределение межзвездной плазмы в направлении пульсара 0525+21. Основные результаты

Анализ временной и частотной структурных функций позволил сделать вывод, что мерцания на данной частоте являются сильными и реализуется дифракционная модель мерцаний. Были определены характерные временной и частотный масштабы. Показано, что спектр неоднородностей межзвездной плазмы является степенным с показателем спектра $n = 3.74$. Был измерен угол рассеяния в направлении пульсара PSR B0525+21: $\theta_{scat} = 0.028$ мас и было показано, что рассеяние происходит на слое плазмы, находящемся на расстоянии близком к пульсару: $0.1Z$, где $Z = 1.6$ кпк - расстояние от наблюдателя до пульсара.

3.6 Выводы

На наземно-космическом интерферометре Радиоастрон были проведены успешные РСДБ наблюдения пульсаров PSR B0950+08, PSR1919+21 и PSR B0525+21 на длинах волн 92 см и 18 см. В данных наблюдениях было достигнуто наилучшее угловое разрешение, когда-либо достигавшееся в метровом и дециметровом диапазонах длин волн.

Качественная разница формы структурных функций на длинной и короткой базах, показанная на Рис 3.4, указывает на наличие двух рассеивающих слоев плазмы в направлении луча зрения на пульсар PSR B0950+08. Анализ частотных и временных масштабов мерцаний позволил определить расстояния до рассеивающих экранов, которые составили 4.4–16.4 пк и 26–170 пк. Ближний слой плазмы оказывает основное влияние на временную структуру мерцаний, в то время как на частотную структуру мерцаний оказывают существенное влияние оба слоя. Проекция компонент скоростей двух слоев плазмы, дальнего и ближнего, направленных по лучу зрения на направление преломления космической призмы составляют соответственно 20 км/сек и -8 км/сек. С учетом поправок на скорости Земли и пульсара, данные значения скоростей находятся в хорошем соответствии с типичными значениями скоростей межзвездных облаков.

Расстояние до дальнего экрана указывает на то, что он может находиться на внешней границе локального пузыря, которая в направлении на пульсар B0950+08 находится примерно на этом же расстоянии. [78, 79]. Расстояние до ближнего экрана указывает на то, что он может находиться на ионизованной поверхности ближайшего молекулярного облака. Подобный близкий экран наблюдался в направлении пульсара ранее [80].

Из анализа временной функции когерентности, описанной в Секции 3.1.7 и вычисленной для данных наблюдений в Секции 3.3.6, был изучен спектр флуктуаций плотности для обоих рассеивающих слоев. Было показано, что спектр флуктуаций плотности является степенным с показателем степени $\gamma_1 = \gamma_2 = 3.00 \pm 0.08$. Данные значения отличаются от значения для Колмогоровского спектра $\gamma = 11/3$. Необходимо отметить, что Колмогоровский спектр

довольно хорошо описывает более удаленную рассеивающую среду. Однако, результаты наблюдений говорят о том, что близкая среда имеет более плоский спектр.

Из асимметрии структурной функции был сделан вывод о существовании преломляющего клина плазмы, или "космической призмы". Рефракция приводит к умеренной модуляции интенсивности мерцаний с индексом $m = \Delta I/I < 1$ в сочетании с узкой полосой частот мерцаний $\Delta\nu/\nu_0 < 1$. Обычно $m < 1$ является характеристикой слабых мерцаний, в то время как $\Delta\nu/\nu_0 < 1$ характеризует сильные мерцания. Однако, если характерная величина угла преломления космической призмы θ_0 больше характерной величины угла дифракционных мерцаний, $\theta_0 \gg \Theta_{scat}$, то частотная структура мерцаний формируется частотной зависимостью смещения луча и два этих условия могут существовать одновременно. Также для пульсара B0950+08 был оценен угол преломления $\theta_0 = (1.1 - 1.4)$ мсек дуги. Было определено направление преломления, которое оказалось практически перпендикулярным скорости наблюдателя.

Также выполненные наблюдения показали наличие двух рассеивающих слоев плазмы в направлении на пульсар PSR1919+21: один из экранов расположен на расстоянии около 440 пк от наблюдателя и определяет дифракционные мерцания пульсара; другой экран расположен значительно ближе к наблюдателю, на расстоянии около 0.17 пк и определяет слабые мерцания пульсара. Размер зоны Френеля, соответствующий этим мерцаниям, составляет около 2.5×10^9 см. Также, за ближним экраном расположена космическая призма, которая приводит к дрейфу дифракционной картины в динамическом спектре со скоростью $df/dt = 1.5$ МГц/1000 сек. Был определен угол преломления призмы, который составил $\theta_{ref,0} = 150$ мас, и верхний предел на расстоянии до призмы $z_{prism} \leq 1$ рс. Анализ пространственной корреляционной функции на наземно-космической базе (RA-GB) позволил определить угол рассеяния в плоскости наблюдателя: $\theta_{scat} = 0.7$ мас. Также при помощи анализа частотной и временной структурной функции был определен показатель спектра неоднородности плотности межзвездной плазмы $n = 3.73$.

Анализ временной и частотной структурных функций позволил сделать вывод, что мерцания пульсара PSR B0525+21 на частоте 1668 МГц являются сильными и в направлении данного пульсара реализуется дифракционная модель мерцаний. Определены характерные временной и частотный масштабы. Показано, что спектр неоднородностей межзвездной плазмы является степенным с показателем спектра $n = 3.74$. Был измерен угол рассеяния в направлении PSR B0525+21: $\theta_{scat} = 0.028$ мас и показано, что рассеяние происходит на слое плазмы, находящемся на расстоянии близком к пульсару: $0.1Z$, где $Z = 1.6$ кпк - расстояние от наблюдателя до пульсара.

Автором самостоятельно были составлены заявки на выделение наблюдательного времени в проекте Радиоастрон (цикл заявок Announcement of Opportunity-2, 2015 год), а также на крупнейших наземных телескопах (Аресибо, Грин Бэнк, Вестерборк). Эти заявки были одобрены международным программным комитетом на конкурсной основе.

Автором лично была выполнена вся корреляционная обработка и часть посткорреляционной обработки данных наземно-космических РСДБ наблюдений. Процедура обработки и ее результаты были опубликованы в работах [А1;А2;А3;А4;А5].

Диссертант принимал активное участие в получении результатов, их обсуждении, интерпретации и подготовке текста публикаций [А2;А3;А4;А5].

Заключение

Для достижения поставленной цели работы были решены следующие задачи:

1. Разработано программное обеспечение (ПО), реализующее алгоритмы гейтинга и дедисперсии для программного коррелятора Астрокосмического центра ФИАН.
2. Проведены наблюдения, корреляционная обработка и анализ данных наземно-космического интерферометра Радиоастрон.

На основе анализа данных наблюдений наземно-космического интерферометра были получены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. Разработано ПО для обработки наблюдений пульсаров, в настоящий момент являющееся частью коррелятора АКЦ - основного коррелятора проекта РадиоАстрон.
2. В результате наблюдений на частоте 324 МГц на наземно-космическом интерферометре Радиоастрон впервые показано, что локальная межзвездная плазма оказывает существенное влияние на мерцания близких пульсаров (PSR B0950+08 и PSR B1919+21). Определено расстояние до эффективных экранов, на которых происходит рассеяние излучения. В направлении пульсара PSR B0950+08 рассеяние происходит на двух выделенных слоях плазмы (экранах), расстояние до которых составляет 4.4 - 16.4 пк и 26 - 170 пк соответственно. В направлении пульсара PSR B1919+21 рассеяние излучения происходит на экранах, расстояние до которых составляет 0.14 ± 0.05 пк и 440 пк. В результате наблюдений на частоте 1668 МГц в направлении пульсара PSR B0525+21 показано, что рассеяние излучения происходит на слое плазмы, находящемся на близком к пульсару расстоянии $0.1Z$, где $Z = 1.6$ кпк - расстояние от наблюдателя до пульсара.
3. Определены показатели спектра неоднородностей в направлении на пульсары PSR B0950+08, PSR B1919+21 и PSR B0525+21. Показано, что спектр флуктуаций электронной плотности в направлении на пульсар PSR B0950+08 является степенным с показателем степени 3.00 ± 0.08 . Спектр флуктуаций плотности в направлении на пульсар PSR B1919+21 является степенным с показателем степени 3.73, а в направлении на пульсар PSR B0525+21 показатель спектра равен 3.74.
4. Показано, что в направлении пульсаров PSR B0950+08 и PSR B1919+21 существуют космические призмы, существенно влияющие на наблюдаемую картину мерцаний.

Впервые определены углы рефракции этих космических призм. В направлении на пульсар PSR B0950+08 угол преломления призмы составляет $1.1 - 1.4$ миллисекунд дуги, при этом направление рефракции практически перпендикулярно вектору скорости наблюдателя. В направлении на пульсар PSR B1919+21 угол преломления призмы равен 110 ± 30 миллисекунд дуги, а расстояние до призмы составляет менее 2 пк.

5. Измерены углы рассеяния в направлении пульсаров PSR B0525+21 и PSR B1919+21. Угол рассеяния в направлении пульсара PSR B0525+21 составил $\theta_{scat} = 0.028 \pm 0.002$ миллисекунд дуги на частоте 1668 МГц. Угол рассеяния в направлении пульсара PSR B1919+21 составляет $\theta_{scat} = 0.7 \pm 0.2$ миллисекунд дуги на частоте 327 МГц.

Выражаю глубокую благодарность: своему научному руководителю Смирновой Татьяне Васильевне за чуткое руководство, терпенье и ценные указания во время выполнения научной работы; заведующему отделу обработки астрофизических наблюдений АКЦ ФИАН Лихачеву Сергею Федоровичу и всем сотрудникам этого отдела за полезные замечания; Шишову Владимиру Ивановичу, за разработанную им теорию межзвездных мерцаний, без которой анализ данных, выполненный в данной работе, был бы невозможен; Попову Михаилу Васильевичу за ценные научные дискуссии; всему коллективу, задействованному в проекте Радиоастрон; своим родителям, супруге и близким друзьям за поддержку.

Список литературы

1. *Dennett-Thorpe J. de Bruyn A. G.* // *Ap& SS.* — 2001. — Vol. 278. — P. 101.
2. *Rickett B. J. Kedziora-Chudczer L. & Jauncey D. L.* // *ApJ.* — 2002. — Vol. 581. — P. 103.
3. *Little L. T. Hewish-A.* // *MNRAS.* — 1968. — Vol. 162. — Pp. 329–38.
4. *Cohen M. H. Cronyn-W. M.* // *ApJ.* — 1974. — Vol. 192. — Pp. 193–97.
5. *Scheuer P. A. G.* // *Nature.* — 1968. — Vol. 218. — P. 920.
6. *Rickett B. J.* // *Nature.* — 1969. — Vol. 221. — Pp. 158–59.
7. *Т.В. Смирнова В.И. Шишов.* Пространственная структура источников излучения пульсара PSR 1133+16. // *Письма в Астрон. жс.* — 1989. — Т. 15. — С. 443–454.
8. *Smirnova T.V. Shishov V.I. Malofeev V.M.* The spatial structure of pulsar emission sources determined using interstellar scintillation. // *ApJ.* — 1996. — Vol. 462. — Pp. 289–295.
9. *Rickett B. J.* // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 1977. — Vol. 15. — P. 479.
10. *Rankin J. M. Comella J. M. Craft H. D. Jr. Richards D. W. Campbell D. B. Counselman C. C.* — 1970. — 3. — Vol. 162. — Pp. 707–25.
11. *Salpeter E. E.* // *Nature.* — 1969. — Vol. 221. — Pp. 31–33.
12. *Ratcliffe J. A.* // *Rep. Prog. Phys.* — 1956. — Vol. 19. — P. 188.
13. *Tatarski V. I.* Wave Propagation in a Turbulent Medium. // *New York : McGraw-Hill.* — 1961. — P. 195. — Transl. R. A. Silverman.
14. *Rickett B.J. Hankins T.H. Cordes J.M.* // *ApJ.* — 1975. — Vol. 201. — P. 425.
15. *Vitkevich V.V. Shitov Yu.P.* Linear Polarization of MP 0628 and its Emission at Metre Wavelengths // *Nature.* — 1970. — Vol. 226. — P. 1235.
16. *Linsky J. L. Rickett B. J. Redfield S.* The origin of radio scintillation in the local interstellar medium // *ApJ.* — 2007. — Vol. 675. — Pp. 413–419.

17. *Rickett B. J.* Radio propagation through the turbulent interstellar plasma. // *Annual review of astronomy and astrophysics*. — 1990. — Vol. 28. — Pp. 561–605.
18. *Martin J.M. Flatte S.M.* // *ApOpt*. — 1988. — Vol. 27. — P. 2111.
19. *В.И. Шишов.* К теории распространения волн в случайно-неоднородных средах. // *Изв. ВУЗов. Радиофизика*. — 1968. — Vol. 11. — Pp. 866–875.
20. *В.И. Шишов.* Сильные флуктуации плоской волны, распространяющейся в случайно преломляющей среде. // *ЖЭТФ*. — 1971. — Vol. 61. — Pp. 1399–1409.
21. *В.И. Гочелашвили К.С. Шишов.* Насыщенные флуктуации лазерного излучения в турбулентной среде. // *ЖЭТФ*. — 1974. — Vol. 66. — Pp. 1237–1247.
22. *Gupta Y.; Rickett B. J.; Lyne A. G.* Refractive Interstellar Scintillation in Pulsar Dynamic Spectra. // *MNRAS*. — 1994. — Vol. 269, no. 4/AUG15. — P. 1035.
23. *Cordes J. M.; Weisberg J. M.; Boriakoff V.* Small-scale electron density turbulence in the interstellar medium. // *ApJ*. — 1985. — 1. — Vol. 288. — Pp. 221–24.
24. *Lee L. C. Jokipii J. R.* The irregularity spectrum in interstellar space // *ApJ*. — 1976. — Vol. 206, no. 1. — Pp. 735–743.
25. *Rickett B. J.; Coles W. A.; Bourgois G.* Slow scintillation in the interstellar medium. // *Astronomy and Astrophysics*. — 1984. — 5. — Vol. 134, no. 2. — Pp. 390–395.
26. *Romani R. W.; Narayan R.; Blandford R.* Refractive effects in pulsar scintillation. // *MNRAS*. — 1986. — 5. — Vol. 220. — Pp. 19–49.
27. *Labrecque D. R.; Rankin J. M.; Cordes J. M.* Long-term intensity variations of 20 pulsars. // *Astronomical Journal*. — 1994. — Vol. 108, no. 5. — Pp. 1854–1859.
28. *Gupta Y.; Rickett B. J.; Coles W. A.* Refractive interstellar scintillation of pulsar intensities at 74 MHz. // *ApJ*. — 1993. — Vol. 403, no. 1. — Pp. 183–201.
29. *Kaspi Victoria M.; Stinebring Daniel R.* Long-term pulsar flux monitoring and refractive interstellar scintillation. // *ApJ*. — 1992. — 6. — Vol. 392, no. 2. — Pp. 530–542.
30. *Bhat N. D. Ramesh; Rao A. Pramesh; Gupta Yashwant.* Long-Term Scintillation Studies of Pulsars. I. Observations and Basic Results. // *ApJ*. — 1999. — Vol. 121, no. 2. — Pp. 483–513.
31. *Stinebring B. R.; Faison M. D.; McKinnon M. M.* Scintillation Studies of the Pulsar PSR B0329+54. // *Pulsars: problems and progress. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 105; Proceedings of the 160th colloquium of the International Astronomical Union held in Sydney, Australia; 8-12 January 1996; San Francisco: Astronomical Society of the Pacific (ASP); |c1996; edited by S. Johnston, M.A. Walker, and M. Bailes., p.473.*

32. *Armstrong J. W.; Rickett B. J.; Spangler S. R.* Electron density power spectrum in the local interstellar medium. // *ApJ*. — 1995. — Vol. 443, no. 1. — Pp. 209–221.
33. *Cordes J. M.; Wolszczan A.; Dewey R. J.; Blaskiewicz M.; Stinebring D. R.* Timing and scintillations of the millisecond pulsar 1937 + 214 // *ApJ*. — 1990. — 1. — Vol. 349. — Pp. 245–261.
34. *Gwinn C. R.; Cordes J. M.; Bartel N. H.; Wolszczan A.; Mutel R.* VLBI observations of the scattering disk of pulsar 1933 + 16 // *Radio wave scattering in the interstellar medium; Proceedings of the AIP Conference, San Diego, CA, Jan. 18, 19, 1988 (A89-20276 06-90). New York, American Institute of Physics, 1988, p. 106-110.* — 1988.
35. *Gwinn C. R.; Moran J. M.; Reid M. J.; Schneps M. H.* Proper Motions of H_2O Masers in W49(N) // *Bulletin of the American Astronomical Society*. — 1988. — Vol. 20. — P. 727.
36. *Phillips J. A.; Wolszczan A.* Time variability of pulsar dispersion measures // *ApJ Letters*. — 1991. — 11. — Vol. 382. — Pp. L27–L30.
37. *Rickett Barney J.; Lyne Andrew G.; Gupta Yashwant.* Interstellar Fringes from Pulsar B0834+06 // *MNRAS*. — 1997. — Vol. 287, no. 4. — Pp. 739–752.
38. *Lestrade J.F.; Rickett B. J.; Cognard I.* Interstellar modulation of the flux density and arrival time of pulses from pulsar B1937+214 // *Astronomy and Astrophysics*. — 1998. — Vol. 334. — Pp. 1068–1084.
39. *Fiedler R.; Dennison B.; Johnston K. J.; Waltman E. B.; Simon R. S.* A summary of extreme scattering events and a descriptive model // *ApJ*. — 1994. — Vol. 430, no. 2. — Pp. 581–594.
40. *Smirnova T.V. Shishov V.I. Popov M. V. Gwinn C. R. Anderson J. M. Andrianov A. S. Bartel N. Deller A. Johnson M. D. Joshi B. C. Kardashev N. S. Karuppusamy R. Kovalev Y. Y. Kramer M. Soglasnov V. A. Zensus J. A. Zhuravlev V.* // *ApJ*. — 2014. — Vol. 786. — P. 115.
41. *Shishov V.I. Smirnova T.V. Sieber W. Malofeev V.M. Potapov V.A. Stinebring D. Kramer M. Jessner A. Wielebinski R.* Measurements of the interstellar turbulent plasma spectrum of PSR B0329+54 using multi-frequency observations of interstellar scintillation // *A&A*. — 2003. — Vol. 404. — P. 557.
42. *Smirnova T.V. Gwinn C.R. Shishov Vi.I.* // *A&A*. — 2006. — Vol. 453. — P. 601.
43. *Clark B. G.* Interferometers and Coherence Theory. // *In Very Long Baseline Interferometry and the VLBA ASP Conference Series, Vol.85, 1995. Eds. J. A. Zensus, P. J. Diamond and P. J. Napier.* — 1995.

44. *Kellermann K. I. Moran J. M.* The Development of High-Resolution Imaging in Radio Astronomy. // *ARA&A*. — 2001. — Vol. 39. — Pp. 457–509.
45. *Thompson A.R. Moran J.M. Swenson G.W. Jr.* Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy // *2nd ed., John Wiley & Sons, Inc. (2001)*.
46. *Ryle M. Hewish A.* The synthesis of large radio telescopes. // *MNRAS*. — 1960. — Vol. 120. — Pp. 220–230.
47. *Born M., Wolf E.* Principles of Optics // *7th ed., Cambridge Univ. Press, Cambridge, MA (1999)*.
48. *Thompson A. R.* Fundamentals of Radio Interferometry. // *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, editors Taylor, G. B., Carilli, C. L., & Perley, R. A., volume 180 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 11-36 (1999).
49. *Levy G. S.; Linfield R. P.; Ulvestad J. S.; Edwards C. D.; Jordan J. F. Jr.; di Nardo J.; Christensen C. S.; Preston R. A.; Skjerve L. J.; Blaney K. B.* Very long baseline interferometric observations made with an orbiting radio telescope // *Science*. — 1986. — 10. — Vol. 234. — Pp. 187–189.
50. *Linfield R. P.; Levy G. S.; Edwards C. D.; Ulvestad J. S.; Ottenhoff C. H.; Hirabayashi H.; Morimoto M.; Inoue M.; Jauncey D. L.; Reynolds J.; Nishimura T.; Hayashi T.; Takano T.; Yamada T.; Barrett J. W.; Conner S. R.; Hefflin M. B.; Lehar J.; Burke B. F.; Roberts D. H.; Whitney A. R.; Cappallo R. J.; Rogers A. E. E.; Pospieszalski M. W.; Dinardo S. J.; Skjerve L. J.; Stavert L. R.; Maher M. J.* 15 GHz space VLBI observations using an antenna on a TDRSS satellite // *ApJ*. — 1990. — 7. — Vol. 358. — Pp. 350–358.
51. *Levy G. S.; Linfield R. P.; Edwards C. D.; Ulvestad J. S.; Jordan J. F. Jr.; Dinardo S. J.; Christensen C. S.; Preston R. A.; Skjerve L. J.; Stavert L. R.; Burke B. F.; Whitney A. R.; Cappallo R. J.; Rogers A. E. E.; Blaney K. B.; Maher M. J.; Ottenhoff C. H.; Jauncey D. L.; Peters W. L.; Reynolds J.; Nishimura T.; Hayashi T.; Takano T.; Yamada T.; Hirabayashi H.; Morimoto M.; Inoue M.; Shiomi T.; Kawaguchi N.; Kunimori H.; Tokumaru M.; Takahashi F.* VLBI using a telescope in Earth orbit. I The observations // *Astrophysical Journal Part 1 (ISSN 0004-637X) vol. 336 Jan. 15 1989 p. 1098-1104*.
52. *Hirosawa H.; Hirabayashi H.* VLBI Space Observatory Programme (VSOP) satellite. // *IEEE Aerosp. Electron. Syst. Mag.* — 1995. — Vol. 10, no. 6. — Pp. 17 – 23.
53. *Hirabayashi H.; Hirosawa H.; Kobayashi H.; Murata Y.; Edwards P. G.; Fomalont E. B.; Fujisawa K.; Ichikawa T.; Kii T.; Lovell J. E. J.; Moellenbrock G. A.; Okayasu R.; Inoue M.; Kawaguchi N.; Kamenno S.; Shibata K. M.; Asaki Y.; Bushimata T.; Enome S.; Horiuchi S.; Miyaji T.; Umemoto T.; Migenes V.; Wajima K.; Nakajima J.; Morimoto M.; Ellis J.; Meier*

- D. L.; Murphy D. W.; Preston R. A.; Smith J. G.; Tingay S. J.; Traub D. L.; Wietfeldt R. D.; Benson J. M.; Claussen M. J.; Flatters C.; Romney J. D.; Ulvestad J. S.; D'Addario L. R.; Langston G. I.; Minter A. H.; Carlson B. R.; Dewdney P. E.; Jauncey D. L.; Reynolds J. E.; Taylor A. R.; McCulloch P. M.; Cannon W. H.; Gurvits L. I.; Mioduszewski A. J.; Schilizzi R. T.; Booth R. S.* Overview and Initial Results of the Very Long Baseline Interferometry Space Observatory Programme // *Science*. — 1998. — Vol. 281, no. 5384. — P. 1825.
54. *Kardashev N.S. Khartov V.V. Abramov V.V. et al.* // *ARep*. — 2013. — Vol. 57. — P. 153.
55. *Padin S.* A wideband analog continuum correlator for radio astronomy. // *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. — 1994. — Vol. 43, no. 6. — Pp. 782–785.
56. *Nyquist H.* Certain Topics in Telegraph Transmission Theory // *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*. — 1928. — Vol. 47, no. 2. — Pp. 617–624.
57. *Kulkarni S. R.; Heiles C.* How to obtain the true correlation from a 3-level digital correlator // *ApJ*. — 1980. — 10. — Vol. 85. — Pp. 1413–1420.
58. *D'Addario L. R.; Thompson A. R.; Schwab F. R.; Granlund J.* Complex cross correlators with three-level quantization Design tolerances. // *Radio Science*. — 1984. — 5-6. — Vol. 19. — Pp. 931–945.
59. *Yen J. L.* The Role of Fast Fourier Transform Computers in Astronomy // *Astronomy and Astrophysics Supplement*. — 1974. — Vol. 15. — P. 483.
60. *Chikada Y.; Ishiguro M.; Hirabayashi H.; Morimoto M.; Morita K. I.; Miyazawa K.; Nagane K.; Murata K.; Tojo A.; Inoue S.; Kanzawa T.; Iwashita H.* A Digital FFT Spectro-Correlator for Radio Astronomy // *Indirect Imaging. Measurement and Processing for Indirect Imaging. Proceedings of an International Symposium held in Sydney, Australia, August 30-September 2, 1983. Editor, J.A. Roberts; Publisher, Cambridge University Press, Cambridge, England, New York, NY, 1984. LC QB51.3.E43 I53 1984. ISBN 0-521-26282-8. P.387, 1983.*
61. *Benson J. M.* The VLBA Correlator // *Very Long Baseline Interferometry and the VLBA-NRAO Workshop No. 22, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Volume 82, Proceedings of a Summer School held in Socorro, New Mexico, 23-30 June 1993, San Francisco: Astronomical Society of the Pacific (ASP), 1995, edited by J.A. Zensus, P.J. Diamond, and P.J. Napier, p.117.*
62. *Welch P. D.* The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra: A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms // *IEEE Trans. Audio & Electroacoust.* — 1967. — Vol. AU-15. — Pp. 70–73.
63. *D'Addario Larry R.* Cross Correlators // *Synthesis imaging in radio astronomy, A collection of Lectures from the Third NRAO Synthesis Imaging Summer School, edited by Richard A.*

- Perley, Frederic R. Schwab, and Alan H. Bridle. Published by the Astronomical Society of the Pacific, vol. 6, San Francisco, CA LCCN 89-83682, ISBN 0-937707-23-6, p. 59.*
64. *Romney J. D. Theory of Correlation in VLBI // Very Long Baseline Interferometry and the VLBA/RAO Workshop No. 22, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Volume 82, Proceedings of a Summer School held in Socorro, New Mexico, 23-30 June 1993, San Francisco: Astronomical Society of the Pacific (ASP), 1995, edited by J.A. Zensus, P.J. Diamond, and P.J. Napier, p.17.*
 65. *Zharov V.E. Osnovi radioastrometrii. // Fizicheskij fakultet MGU, Moscow (2011) (in Russian).*
 66. *Gordon D. CALC: The Next Upgrade. // IVS 2004 General Meeting Proceedings, Vandenberg, N.R. and Baver, K.D. (eds.), NASA/CP-2004-212255, pp.265-266. (2004).*
 67. *Petit G., Luzum B. IERS Conventions // IERS Technical Note; No.36, Verlag des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie, Frankfurt am Main, 2010. — 2010.*
 68. *Duev D.A. Zakhvatkin M.V. Stepanyants V.A. Molera Calves G. Pogrebenko S.V. Gurvits L.I. Cimo G., Bocanegra Bahamon T.M. RadioAstron as a target and as an instrument: Enhancing the Space VLBI mission's scientific output. // Astron.Astrophys. — 2015. — Vol. 573. — P. A99.*
 69. *Manchester. G. Hobbs; R. Edwards; R. TEMPO2, a new pulsar timing package. I: Overview.*
 70. *Manchester. R. T. Edwards; G. B. Hobbs; R. N. Tempo2, a new pulsar timing package. The timing model and precision estimates.*
 71. *Shishov V. I. // ARep. — 2010. — Vol. 54. — P. 724.*
 72. *Smirnova Shishov // Astr Rep. — 2008. — Vol. 52. — P. 736.*
 73. *Little L.T. Hewish A. // MNRAS. — 1966. — Vol. 134. — P. 211.*
 74. *Shishov V.I. // A & AT. — 2007. — Vol. 26. — P. 415.*
 75. *Prokhorov A.M. Bunkin F.V. Gochelashvili K.S. Shishov V.I. Laser irradiance propagation in turbulent media // Proc. IEEE. — 1975. — Vol. 63. — P. 790.*
 76. *Andrianov A.S. Girin I.A. Garov V.E. et al. 2014 Vestnik NPO im. S.A. Lavochkina 3 55.*
 77. *Smirnova T. V. // ARep. — 2012. — Vol. 56. — P. 430.*
 78. *Snowden S. L. Cox D. P. McCammon D. Sanders W. T. // ApJ. — 1990. — Vol. 354. — P. 211.*

79. *Lallement R. Welsh B. Y. Vergely J. L. Crifo F. Sfeir D. // A&A. — 2003. — Vol. 411. — P. 44.*
80. *Linsky J.L. Rickett B J. Readfield S. // ApJ. — 2008. — Vol. 675. — P. 413.*
81. *Smirnova T. V.; Shishov V. I.; Stinebring D. R. // Astr Rep. — 1998. — Vol. 42. — P. 766.*
82. *Ostashov V.E. Shishov V.I. // Radiophysics. — 1977. — Vol. 20, no. 6. — P. 842.*
83. *et al. Kedziora-Chudczer // ApJ. — 1997. — Vol. 490. — P. L9.*
84. *Dennett-Thorpe J. de Bruyn A.G. // Nature. — 2002. — Vol. 415. — P. 57.*
85. *Bignall H. E. et al. // ApJ. — 2003. — Vol. 585. — P. 653.*
86. *Dennett-Thorpe J. de Bruyn A.G. // A&A. — 2003. — Vol. 404. — P. 113.*
87. *Jauncey D.L. Johnston H.M. Bignall H.E. Lovell J.E.J. Kedziora-Chudczer L. Tzioumis A.K. Macquart J. P. // Ap&SS. — 2003. — Vol. 288. — P. 63.*
88. *et al. Bignall // ApJ. — 2006. — Vol. 262. — P. 1050.*
89. *Harrison P.A. Line A.G. Anderson B. // MNRAS. — 1993. — Vol. 261. — P. 113.*

Список рисунков

- 2.1 Блок-схема коррелятора с задержками (XF) для двух входных сигналов. τ_s обозначает задержку на время, равное интервалу выборки, C - блок, осуществляющий корреляцию. Корреляция измеряется для нулевой задержки, для сигнала \hat{x} , задержанного относительно \hat{y} (левый блок) и для сигнала \hat{y} , задержанного относительно \hat{x} (правый блок). Задержки кратны τ_s . Иллюстрация заимствована из Книги [45]. 29
- 2.2 Блок-схема FX-коррелятора для двух входных потоков данных. Оцифрованные сигналы вводятся в регистры сдвига, и через каждые $2N$ периодов выборки выполняется БПФ. Элементы коррелятора (C) формируют произведения одного сигнала с комплексно сопряженным значением для второго сигнала. В решетке с n_α антеннами выходы каждого блока БПФ разветвляются по $(n_\alpha - 1)$ направлениям для перемножения с комплексными амплитудами от всех остальных антенн. Иллюстрация заимствована из Книги [45]. 30
- 2.3 Число эффективных корреляций в FX-корреляторе как функция задержки между отсчетами. N равно числу частотных каналов в полосе сигнала. Иллюстрация заимствована из Книги [45]. 30
- 2.4 Структурная схема взаимодействия процессов в корреляторе АКЦ. Неопубликованный материал. 32
- 2.5 Пример неточности орбиты приводящий к остаточным величинам задержки и частоты интерференции при корреляции. Код эксперимента: RAKS11AA, источник: 0716+714, дата наблюдения: 03.01.2015 22:00 - 0.4.01.2015 10:00. Длина волны наблюдения $\lambda = 1.35$ см (К-диапазон). Остаточная задержка за время наблюдения изменяется в пределах $\pm 10^{-7}$ сек (нижний график) и первая производная задержки изменяется в пределах $\pm 4 * 10^{-12}$ сек/сек (верхний график), что соответствует ошибке в определении координаты ± 30 м и скорости ± 12 мм/сек. Неопубликованный материал. 35
- 2.6 Перебор значений второй производной задержки (соответствующей неопределенности в ускорении КРТ). Пиковому значению SNR соответствует наилучшее значение остаточного ускорения на длине одного скана (570 сек). Неопубликованный материал. 36

- 2.7 Сравнение соотношения сигнал/шум на выходе коррелятора АКЦ и коррелятора DiFX. С-диапазон, база Радиоастрон-Аресибо. Относительная разница не превышает 2%. Неопубликованный материал. 38
- 2.8 Пример сравнения коррелятора АКЦ и коррелятора DiFX на наземно-космической базе. Код эксперимента: RAES03EV. Источник: 0748+126. Дата: 24.10.2012 9:00 - 10:00. Длина волны наблюдения $\lambda = 6$ см. База: Радиоастрон - Аресибо, проекция базы: 11 диаметров Земли. На графиках представлены: соотношение сигнал/шум (левый верхний), задержка (правый верхний), частота интерференции (левый средний), амплитуда кросс-корреляции (правый средний), ускорение (нижний). Неопубликованный материал. 39
- 2.9 Пример сравнения коррелятора АКЦ и коррелятора DiFX на наземной базе. Код эксперимента: RAES03EV. Источник: 0748+126. Дата: 24.10.2012 9:00 - 10:00. Длина волны наблюдения $\lambda = 6$ см. База: Йебис - Аресибо. На графиках представлены: соотношение сигнал/шум (левый верхний), задержка (правый верхний), частота интерференции (левый средний), амплитуда кросс-корреляции (правый средний), ускорение (нижний). Неопубликованный материал. 40
- 2.10 Сравнение амплитуды функции видности на выходе коррелятора АКЦ и коррелятора DiFX. Длина волны наблюдения $\lambda = 18$ см (L-диапазон). База Вестерборк-Эффельсберг. Относительная разница не превышает 1.5%. Неопубликованный материал. 40
- 2.11 На графике представлена зависимость амплитуды кросс-корреляции и соотношения сигнал/шум от времени интегрирования. Код эксперимента: RAES03FU. Источник: 0716+714. Дата: 19.11.2012 00:20 - 01:00. Длина волны наблюдения $\lambda = 6$ см. База: Радиоастрон - Светлое, проекция базы 2.5 диаметра Земли. Видно, что амплитуда остается постоянной даже при времени интегрирования 10 минут, а зависимость соотношения сигнал/шум от времени интегрирования подчиняется теоретической зависимости $\approx \sqrt{t}$, что говорит о том, что реальное время когерентности на данной базе превышает 10 минут. Неопубликованный материал. 41
- 2.12 Блок-схема алгоритма типичной обработки источника непрерывного спектра на корреляторе АКЦ. Неопределенность орбиты КРТ приводит к необходимости корреляции данных в два этапа. Результат диссертанта из работы [A2]. . . 43
- 2.13 Гейтинг в корреляторе АКЦ. а) Режим простого окна б) Режим сложного окна в) Режим среднего профиля. Неопубликованный материал. 44

- 3.1 Спектры индивидуальных импульсов на базе Аресибо-Вестерборк для различных моментов времени. Число рядом с каждой кривой соответствует числу секунд, прошедшему с момента начала наблюдений. Пунктирные и сплошные линии соответствуют различным моментам времени. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1] 64
- 3.2 Индекс модуляции(верхний график), стандартное отклонение σ (средний график) и среднее значение интенсивности, усредненное по частоте для каждого спектра (нижний график) как функция времени на базе Аресибо-Вестерборк. Расстояние между спектрами по времени 1 сек. Ось ординат на среднем и нижнем графике в условных единицах. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1]. 65
- 3.3 Среднее значение кросс корреляционных функций, усредненных по частоте, разделенных интервалами $100k$ сек, где $k = 1,2,3,\dots,35$ для базы Аресибо-Вестерборк. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1]. 66
- 3.4 Средние структурные функции для различных временных сдвигов Δt для базы Аресибо-Вестерборк (верхний график) и РадиоАстрон-Аресибо(нижний график). Числа на графиках соответствуют Δt в секундах. Узкая деталь при $\Delta f = 0, \Delta t = 0$ обусловлена шумом. Значения по оси ординат измеряются в тех же единицах, что и на Рис. 3.6. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1]. 67
- 3.5 Схема разделения влияния на структурную функцию эффектов, обусловленных ближним и дальним экранами. Структурная функция для удаленного экрана $D_{I,2}(\Delta f)$ в зависимости от частотного сдвига Δf (верхний график) Структурная функция ближнего экрана $D_{I,1}(\Delta f)$ (средний график). Сумма структурных функций от двух экранов $D_I(\Delta f)$, которой мы моделируем результата наблюдений на базе Аресибо-Вестерборк(нижний график). Прямоугольник ограничивает область, изображенную на Рис. 3.4. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1]. 68
- 3.6 Средние структурные функции на базе РадиоАстрон-Аресибо для временных сдвигов в 2000 сек и 3000 сек. В структурную функцию для временного сдвига 3000 сек вписана парабола. Минимум вписанной параболы отмечен стрелкой. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1]. 73
- 3.7 Отношение разницы структурных функций для положительных и отрицательных частотных сдвигов к их сумме в зависимости от частотного сдвига: для базы РадиоАстрон-Аресибо(верхний график) и Аресибо-Вестерборк(нижний график). Временной сдвиг 1000 сек. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1]. 74

- 3.8 Векторы в картинной плоскости, изображающие направление скорости пульсара V_{PSR} , направление градиента преломляющего клина θ_0 , скорость Земли на эпоху наблюдений $V_{obs} = V_1$, скорость луча относительно экрана 2, V_2 , и направление баз интерферометра $\Delta\vec{\rho}_{RA}$ и $\Delta\vec{\rho}_{AW}$, выраженные в единицах скорости: $\Delta\vec{\rho}/10^3$. Длина вектора θ_0 выбрана произвольно. На левом и правом графике изображены одни и те же вектора, но масштабы графиков, для удобства, отличаются в 5 раз. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1]. 75
- 3.9 Средние функции когерентности: для базы Аресибо-Вестерборк (верхний график) и РадиоАстрон-Аресибо (нижний график). Ось ординат соответствует амплитуде в логарифмическом масштабе. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1]. 77
- 3.10 Основная часть функции когерентности, представленной на Рис 3.9, изображенная в двойном логарифмическом масштабе. Уровень шума вычтен. Линия соответствует вписыванию степенного закона по точкам с малым влиянием шума. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1]. 78
- 3.11 Динамический спектр пульсара PSR B1919+21 на наземной базе GB-WB на частоте 324 МГц. Цветом показана нормированная амплитуда. Неопубликованный материал. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4]. 80
- 3.12 Индивидуальные импульсы пульсара, разнесенные по времени на различное число секунд относительно нижнего спектра. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4]. 81
- 3.13 Средние автокорреляционные функции (АКФ) за все время наблюдений для наземно-космической (RA-GB, верхний график) и наземной (GB-WB, нижний график) баз. Для вычисления АКФ на наземно-космической базе использовалось 3.59. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4]. 82
- 3.14 Зависимость среднего коэффициента кросс-корреляции между парами спектров, разнесенных на интервал времени $\Delta t = 4P_1k$, $k = 1, 2, ..$ от величины этого интервала для наземно-космической (верхний график) и наземной (нижний график) баз. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4]. 83
- 3.15 Средние временная (верхний график) и частотная (нижний график) структурные функции флуктуаций интенсивности на наземной базе (GB-WB), представленные в двойном логарифмическом масштабе. Стрелкой отмечен излом структурной функции при частотном сдвиге в 300 КГц. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4]. 84
- 3.16 Нормированная частотная структурная функция флуктуаций интенсивности на наземной (GB-WB) и космической базах (RA-GB) при нулевом временном сдвиге. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4]. 85

- 3.17 Средняя структурная функция флуктуаций интенсивности, вычисленная по спектрам с различными временными сдвигами: черная сплошная линия $\Delta t = 4P_1$; пунктирная линия $\Delta t = 200P_1$; точечно-пунктирная линия $\Delta t = 320P_1$; серая сплошная линия $\Delta t = 640P_1$. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4]. 86
- 3.18 Зависимость реальной (верхний график) и мнимой (нижний график) части 100-го частотного канала комплексного кросс-спектра от времени. Наземная база GB-WB. Интервалы времени с нулевой амплитудой соответствуют отсутствию данных. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4]. 87
- 3.19 а) Средняя амплитуда корреляционной функции I в зависимости от сдвига по частоте f Уравнение 3.95; б) $\varphi_1(f)$, отношение мнимой части корреляционной функции к ее амплитуде для наземной базы (GB-WB) в зависимости от f ; с) аналогичное соотношение $\varphi_1(f)$ для наземно-космической базы (RA-GB). Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4]. 88
- 3.20 Схематическое изображение геометрической модели распространения излучения. Излучение на более низкой частоте f (темная линия) рассеивается на сильно-рассеивающем экране 1 в некий диапазон углов (темный конус на рисунке), затем преломляется космической призмой и еще раз рассеивается на слабо-рассеивающем экране 2 перед тем, как достигнуть наблюдателя. Более светлая линия и конус соответствуют более высокой частоте $f + \Delta f$. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4]. 92
- 3.21 Усредненные по частоте амплитуды импульсов пульсара и шума в зависимости от времени для базы Аресибо-Грин Бэнк. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A5]. 98
- 3.22 Спектры индивидуальных импульсов в зависимости от номера канала для базы Аресибо-Грин Бэнк. Цифрами указаны номера импульсов. Частотное разрешение равно 31.25 кГц, временной сдвиг между спектрами равен 86 с. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A5]. 99
- 3.23 Частотная ковариационная функция для базы Аресибо-Грин Бэнк. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A5]. 100
- 3.24 Зависимость коэффициента кросскорреляции от временного смещения между парами спектров, разделенными на соответствующий временной интервал в с, для базы Аресибо-Грин Бэнк. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A5]. 101

- 3.25 Временная (вверху) и частотная (внизу) структурные функции, приведенные в двойном логарифмическом масштабе. Прямые вписаны методом наименьших квадратов в данные при сдвигах по времени и частоте, значения которых меньше характерных масштабов мерцаний. Указанные ошибки соответствуют ошибкам вписывания. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А5]. 102
- 3.26 Частотная ковариационная функция от комплексных кроспектров для наземно-космической базы Аресибо-РадиоАстрон, посчитанная с использованием уравнения 3.59. Там же приведена соответствующая функция, посчитанная по шумам. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А5]. 103

Список таблиц

| | | |
|-----|--|----|
| 2.1 | Оценка величины задержки и ее первых производных в случае наземного и наземно-космического РСДБ | 37 |
| 2.2 | Параметры корреляции данных в К, С, L, Р диапазонах в проекте Радиоастрон. Первый запуск коррелятора. | 42 |
| 2.3 | Параметры корреляции данных в К, С, L, Р диапазонах в проекте Радиоастрон. Запуск коррелятора с уточненной моделью задержки. | 42 |
| 3.1 | Параметры пульсаров PSR B0950+08, PSR B1919+21, PSR B0525+21. P - период, DM - мера дисперсии, Z расстояние до пульсара, l, b - галактические координаты | 62 |
| 3.2 | Параметры корреляционной обработки пульсаров PSR B0950+08, PSR B1919+21, PSR B0525+21 | 62 |

Приложение А

Используемые обозначения

| Величина | Описание | Первое упоминание |
|--|---|-------------------|
| γ | Показатель степени спектра неоднородностей | 3.6 |
| ν | Частота наблюдения | 3.6 |
| ν_0 | Центральная частота полосы наблюдения | 3.6 |
| f | Смещение по частоте | 3.6 |
| $\vec{\rho}$ | Пространственная координата в плоскости наблюдателя, перпендикулярная направлению на пульсар | 3.6 |
| $\Delta\vec{\rho}$ | База интерферометра | 3.6 |
| E | Электрическое поле в плоскости наблюдателя | 3.6 |
| $h(f,t)$ | Электрическое поле пульсара, без учета эффектов распространения, но с учетом искажения полосой пропускания приемника | 3.6 |
| $u(\vec{\rho}, f, t)$ | Множитель, ответственный за эффекты распространения | 3.6 |
| V | Интерферометрическая видимость: кросс-спектр мощности | 3.6 |
| $j(\vec{\rho}, \vec{\rho} + \Delta\vec{\rho}, f, t)$ | Множитель к V , ответственный за эффекты распространения | 3.6 |
| $H(f,t)$ | Плотность потока источника, с учетом полосы пропускания приемника | 3.6 |
| $\langle \dots \rangle_h$ | Усреднение по различным реализациям излучения источника | 3.6 |
| I | Интенсивность, соответствующая квадрату модуля электрического поля | 3.6 |
| ΔI | Флуктуации интенсивности | 3.6 |
| $l = 1, 2$ | Индексы, соответствующие двум фазовым экранам | 3.6 |
| z_l | Расстояние от экрана l до наблюдателя | 3.6 |
| Z | Расстояние от наблюдателя до пульсара | 3.6 |
| \vec{x}_l | Пространственная координата в плоскости экрана l | 3.6 |
| $D_{S,l}$ | Пространственная структурная функция флуктуаций фазы на экране l | 3.6 |
| Φ_l | Фаза на экране l | 3.6 |
| $\langle \dots \rangle_S$ | Усреднение по различным реализациям рассеивающей среды | 3.6 |
| $\Theta_{scat,l}$ | Характерный угол отклонения на экране l | 3.6 |
| k | Волновое число | 3.6 |
| λ | Длина волны | 3.6 |
| α_l | Показатель степени структурной функции для экрана l | 3.6 |
| m | Индекс модуляции мерцаний | 3.6 |
| θ_0 | Угол преломления космической призмы | 3.6 |
| θ_f | Угловое смещение источника из-за космической призмы на частоте f | 3.6 |
| $\vec{\rho}_{f,l}$ | Смещение картины мерцаний от экрана l в плоскости наблюдателя, обусловленное космической призмой | 3.6 |
| $\vec{\rho}_{t,l}$ | Пространственное смещение наблюдателя относительно картины мерцаний от экрана l | 3.6 |
| \vec{V}_{obs} | Скорость наблюдателя, перпендикулярная лучу зрения на пульсар | 3.6 |
| $\vec{V}_{scr,l}$ | Скорость экрана l , перпендикулярная лучу зрения на пульсар | 3.6 |
| \vec{V}_{PSR} | Скорость пульсара, перпендикулярная лучу зрения на пульсар | 3.6 |
| \vec{V}_l | Итоговая скорость наблюдателя, относительно картины мерцаний от экрана l | 3.6 |
| $D_{\Delta I}$ | Структурная функция флуктуаций интенсивности в плоскости наблюдателя | 3.6 |
| $D_{\Delta I,l}$ | Структурная функция флуктуаций интенсивности в плоскости наблюдателя от экрана l | 3.6 |
| $D_{\Delta j ,l}$ | Структурная функция флуктуаций интенсивности мерцаний от экрана l | 3.6 |
| \vec{r}_l | Обобщенная координата, включающая в себя сдвиг, обусловленный рефракцией, и движение картины мерцаний для экрана l | 3.6 |
| β_l | Угол между направлением дисперсии космической призмы θ_0 и скоростью \vec{V}_l наблюдателя относительно картины мерцаний от экрана l | 3.6 |
| φ | Угол между θ_0 и вектором базы $\Delta\vec{\rho}$ | 3.6 |
| $\rho_{Fr,l}$ | Пространственный Френелевский масштаб для экрана l | 3.6 |

продолжение следует

| (продолжение) | | |
|-----------------------------------|--|-------------------|
| Величина | Описание | Первое упоминание |
| $f_{Fr,l}$ | Частотный Френелевский масштаб для экрана l | 3.6 |
| $t_{Fr,l}$ | Временной Френелевский масштаб для экрана l | 3.6 |
| P | Временная корреляционная функция | 3.6 |
| τ | Временная задержка | 3.6 |
| P_H | Временная корреляционная функция источника | 3.6 |
| B_u | Пространственная корреляционная функция источника | 3.6 |
| P_0 | Временная корреляционная функция нерассеяного излучения | 3.6 |
| $P_{S,l}$ | Влияние экрана l на временную корреляционную функцию | 3.6 |
| τ_{Fr} | Временная задержка корреляционной функции, соответствующая $1/f_{Fr}$ | 3.6 |
| H_0 | Плотность потока источника, проинтегрированная по частоте | 3.6 |
| q_{\perp}, q_{\parallel} | Компоненты пространственной частоты в плоскости экрана, параллельный и перпендикулярный направлению преломления θ_0 | 3.6 |
| $\langle \dots \rangle_{f,t}$ | Усреднение по времени и по частоте | 3.6 |
| $CCF(\Delta t)$ | Кросс-корреляционная функция при временной задержке Δt | 3.6 |
| τ_{dif} | Временной масштаб мерцаний | 3.6 |
| ν_{dif} | Частотный масштаб мерцаний | 3.6 |
| θ_{scat} | Угол рассеяния | 3.6 |
| F | Отнормированный спектр | 3.6 |
| \mathcal{F} | Структурная функция | 3.6 |
| Δf_0 | Максимальный сдвиг по частоте, ограниченный шириной полосы приема | 3.6 |
| $\mathcal{D}(\Delta f, \Delta t)$ | Степень асимметрии структурной функции | 3.6 |